UNTERSUCHUNG VON KERNEN AKTIVER GALAXIEN SOWIE VON QUELLEN IN DER GROSSEN MAGELLANSCHEN WOLKE MIT DEM RÖNTGENASTRONOMIE-SATELLITEN EXOSAT

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

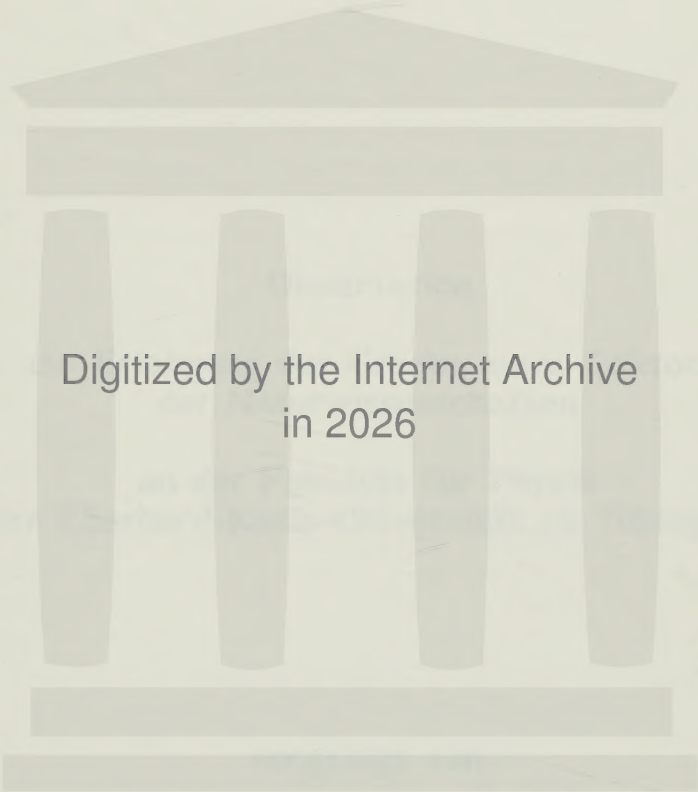
an der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

HERMANN BRUNNER

aus Memmingen

1987



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543904_0012

UNTERSUCHUNG VON KERNEN AKTIVER GALAXIEN SOWIE VON QUELLEN IN DER GROSSEN MAGELLANSCHEN WOLKE MIT DEM RÖNTGENASTRONOMIE-SATELLITEN EXOSAT

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

an der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

HERMANN BRUNNER

aus Memmingen

1987

Tag der mündlichen Prüfung:	15. Mai 1987
Dekan:	Prof. Dr. G. J. Wagner
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. R. Staubert
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. M. Grewing

Abstract

BRUNNER, HERMANN

UNTERSUCHUNG VON KERNEN AKTIVER GALAXIEN, SOWIE VON QUELLEN IN DER GROSSEN MAGELLANSCHEN WOLKE MIT DEM RÖNTGENASTRONOMIE-SATELLITEN EXOSAT

Beobachtungen von BL Lac-Objekten, in Zusammenarbeit mit D.M. Worrall vom Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics und mit P. Ubertini vom Instituto di Astrofisica Spaciale, Frascati ergaben:

3C 371: Statistische Untersuchungen am Röntgenspektrum (40 eV - 6 keV) geben deutliche Hinweise für das Vorhandensein einer steilen niederenergetischen Spektralkomponente, die möglicherweise als thermische Strahlung einer Akkretionsscheibe interpretiert werden kann. Oberhalb von 1 keV läßt sich das Spektrum durch ein Potenzgesetz mit einem Photonenindex von 2.4 ± 0.4 beschreiben. Außerdem wurde Flußvariabilität auf den Zeitskalen von 30 Minuten, 8 Stunden und 18 Tagen gefunden. Die kürzeste Variabilitätszeitskala ist konsistent mit Vorhersagen von Modellfits mit dem Königl Synchrotron-self-Compton Jet Modell (Staubert et al. 1986, Ap.J. 310, 694).

MKN 501: Die Quelle zeigt ein einheitliches Potenzgesetz-Spektrum (Photonenindex = 2.53 ± 0.11) von 40 eV bis 7 keV. Weder innerhalb der EXOSAT-Beobachtung noch bezüglich früherer Beobachtungen ergab sich signifikante Variabilität (Staubert et al. 1986, Astron. Astrophys. 162, 16).

Die Analyse von Niederenergie-Daten einer Beobachtungsserie des Gebietes um den Röntgenpulsar LMC X-4 (vorläufige Veröffentlichung in Pakull et al. 1985, Space Sci. Rev. 40, 379) unfaßt:

LMC X-4: Die 13.5 s Pulsation, die 30.5 Tage On/Off Periode, das Flare-Verhalten, sowie Absorptionsdips wurden untersucht.

SNR N 63 A und N 49: Die zuvor mit dem IPC-Detektor des Einstein Observatoriums bestimmten Spektren der beiden LMC-Supernova Überreste wurden bestätigt.

A 0538-66: Das transiente, rekurrierende Röntgensystem war während keiner der EXOSAT-Beobachtungen aktiv, so daß nur eine obere Grenze des Flusses von $4\cdot10^{36}$ erg/s (40 eV - 2 keV) angegeben werden kann.

EXO 531-6609 und EXO 525-6648: Einige, vorläufig noch unidentifizierte Quellen wurden entdeckt.

In memoriam
Stefan Temesváry
1915 - 1984

Wer Stefan Temesváry gekannt hat, weiß, daß das Vorwort zu dieser Arbeit in seinem Geist geschrieben ist. Die Einbindung der Einzeldisziplin Astronomie in einen größeren Sinnzusammenhang, in die Gesamtheit der menschlichen Erfahrungswelt war ihm immer ein Anliegen. Gegen die Kälte im Herzen desjenigen, dessen Wirklichkeit sich mit den aufzählbaren naturwissenschaftlichen Fakten erschöpft, setzte er mitmenschliche Wärme und Humor. Der auch emotionale Zugang zur Astronomie, die Geborgenheit des Menschen im Universum war sein Thema. Die langjährigen Hörer seiner Vorlesungen, deren Studium er mit Anteilnahme begleitet hat, werden ihn nie vergessen.

Mehrstellige Millionenbeträge aus öffentlichen Haushalten fließen Jahr für Jahr einer Disziplin zu, deren Fragestellungen das alltägliche Leben der Menschen überhaupt nicht berühren - dies im Angesicht einer bedrohlichen Weltlage, die doch unserer ungeteilten Aufmerksamkeit und aller verfügbaren Mittel bedarf. Im Hinblick auf Elend und Hunger in der Dritten Welt könnte die Beschäftigung mit fernen Galaxien als kaum zu verantwortender Luxus erscheinen. Schmerzlich berührt mich zudem, daß in meinem Arbeitsgebiet, der Satelliten-Astronomie, der Rückgriff auf moderne technische Hilfsmittel, auch aus dem Umfeld der Rüstungsindustrie unumgänglich ist. Warum also betreiben wir Astronomie ? Was also motiviert die Astronomen zu ihrer Arbeit, was verleiht ihnen im Vergleich mit 'nützlichen' Berufen ihr oft überdurchschnittliches Engagement ?

Ein Blick auf die Geschichte zeigt, daß die Menschen sich seit Jahrtausenden mit Fragen beschäftigen, die ihr direktes Lebensumfeld weit übersteigen, die in den Bereich der Sinngebung, der Begründung ihrer Einzelexistenzen im Allgemeinen, ja im Absoluten fallen. Das Bedürfnis zur Interpretation des gestirnten Himmels dürfte schon den Intellekt der noch jungen Menschheit herausgefordert haben. Daß dieser zutiefst humane Impuls auch in einer in vieler Hinsicht enger und komplizierter gewordenen Welt nicht verloren geht, scheint m i r jedenfalls ein hinreichender Grund zu sein, weiterhin die Frage nach der Rolle des Menschen im Universum zu stellen und weiterhin, unter Aufwendung aller technischer Hilfsmittel unserer Zeit, mit all unserem Scharfsinn und mit aller Leidenschaft Astronomie zu treiben. -

Zu hoffen bliebe dann, daß wir hierdurch zu einem schärferen Bewußtsein unserer Verantwortung bezüglich der Probleme auf d i e s e m Planeten geführt werden.

Tübingen im März 1987 Hermann Brunner

Inhaltsverzeichnis

Abstract 3
Vorwort 5
Inhalt 6
Einleitung 11

A. Beobachtungen 13

I. EXOSAT - Funktionsweise und Missionsverlauf 14

1. Überblick 14
1.1 Der Satellit und sein Orbit 14
1.2 Die Instrumente und ihre Aufgaben 14
1.3 Zeittafel 16

2. Das LE-Experiment 17
2.1 Die Optik 17
2.2 Die Fokaldetektoren 17
2.3 Die Breitbandfilter 18
2.4 Das Beugungsgitter 18

3. Die Eigenschaften des LE-Gesamtinstruments, bestehend aus Optik, Filter und CMA-Detektor 19
3.1 Die spektrale Empfindlichkeit des Gesamtinstruments . 19
3.2 Die Punktbildfunktion 20
3.3 Die Empfindlichkeit des Teleskops 21

4. Das ME-Experiment 22

II. Die Quellen im Einzelnen 24

1. 3C 371 24
1.1 Die LE-Daten 24
1.2 Die ME-Daten 25

2. MKN 501 25
2.1 Die LE-Daten 25
2.2 Die ME-Daten 25

3. LMC 26

B. Datenanalyse 27

I. Das Konzept der EXOSAT-Datenanalyse 28

1. Die LE-Daten 28
1.1 Generieren von Bildern 28
1.2 Die Bestimmung der Position von Punktquellen 29
1.3 Die Bestimmung der integralen Quellzählraten 30
1.4 Maßnahmen zur Bildaufbereitung:
Automatischen Auffinden von schwachen Punktquellen
Glättung - Rauschunterdrückung 31
1.5 Die Spektralanalyse 31

II. 3C 371 34

1. Das Spektrum 34
1.1 LE-Spektralfit 34
1.2 ME-Spektralfit 39
1.3 Gemeinsamer Fit 40

2. Variabilität 44
2.1 Nichtperiodische Variation 44
2.2 Suche nach periodischen Flußvariationen 49

III.MKN 501 53

1.1 LE-Spektralfit 53
1.2 ME-Spektralfit 54
1.3 Gemeinsamer Fit von LE und ME..... 55

2. Zeitliche Flußvariationen 55

IV. Die LMC-Beobachtungen 56

1. LMC X-4 57
1.1 Integrale Quellzählraten 57
1.2 30.5-Tage on/off Periode 57
1.3 Der Bedeckungslichtwechsel 59
1.4 Nicht periodische Flußvariationen - Flares und Dips . 60
1.5 Pulsperiode 67
1.6 Die 13.5 s Lichtkurve 70
1.7 Bestimmung der Bahnelemente von LMC X-4 73
1.8 Das Spektrum 74

2. Neue Quellen 76
2.1 EXO 531-6609 76
2.2 EXO 525-6648 78

3. Weitere bekannte Röntgen-Quellen im Gesichtsfeld 79
3.1 SNR 49 / Gamma-Burster (5. März 79) 79
3.2 SNR 63 A 81
3.3 HD 36705 83
3.4 A0538-66 83

C. Diskussion der Ergebnisse 85

I. Stand der AGN Physik 86

1.1 Begriffsdefinition und Historisches 86
1.2 KLassifikation AGNs nach ihrem optischen Erscheinungsbild 87

2. Strahlungsmechanismen 88
2.1 Homogenes SSC Modell 90
2.2 Das Königl-Jet-Modell 94

II. 3C 371 96

1. Wissensstand vor EXOSAT 96

2. Diskussion der aktuellen Ergebnisse 98
2.1 Variabilitätszeitskalen 99
2.2 Zweikomponenten-Spektrum 100
2.3 Zusammenfassung 108

III.MKN 501 110

1. Wissensstand vor EXOSAT 110
2. Diskussion der aktuellen Ergebnisse 111

IV. Die LMC-Quellen 113

1. LMC X-4 115

2. Neue Quellen 116
2.1 EXO 531-6609 116
2.2 EXO 525-6648 117

3. Die Supernova-Überreste 118
3.1 Spektren und Leuchtkräfte 118
3.2 Räumliche Ausdehnung 119
3.3 Variabilität 119
3.4 Der Gamma-Burster vom 5.März 1979 120

4. A0536-66 120

D. Anhang 121

I. Statistik 122

1. Gedanken zur Fehlernormierung im
Chi-Quadrat-Formalismus 122

2. Signifikanzen und obere Grenzen für LE Punktquellen 123
2.1 Signifikanz 123
2.2 Obere Grenzen 125

II. Software 127

Beschreibung der Abbildungen 132
Literaturverzeichnis 136
Glossar 145
Dank 147
Lebenslauf 148

Einleitung

Die Röntgenastronomie ist in der alterwürdigen Wissenschaft Astronomie einer der jüngsten, kaum ein junges Menschenleben zählenden Zweige. Innerhalb der Röntgenastronomie ist die Beobachtung von Weltraumsatelliten aus wiederum eine der neueren Errungenschaften, wobei die Entwicklung in letzter Zeit immer mehr zu ortsempfindlichen Detektorsystemen hinführt - ein Arbeitsgebiet, das auch in der Röntgengruppe des hiesigen Instituts vorangetrieben wird. Die niederenergetischen Röntgenquanten des Energiebereichs unterhalb von 2 keV, deren Analyse der größere Teil meiner hier vorgelegten Dissertation gewidmet ist, zeigen nun erfreulicherweise die Eigenschaft, daß bei ihnen noch Abbildung im strengen optischen Sinn möglich ist, wobei jedes Photon durch streifende Reflektion an einem Rotationparaboloid und einem Hyperboloid gemäß seinem Einfallswinkel auf die Brennebene abgebildet wird. Neben dem Gewinn an Ortsinformation ergibt sich hierbei eine Verrringerung des Problems der Quellkonfusion, sowie -bei gleicher Öffnung- gegenüber einem nicht abbildenden Instrument wegen des verbesserten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses eine größere Empfindlichkeit. Mittels dieser Technik wurde die Röntgenastronomie ab 1978 mit dem Start des amerikanischen 'Einstein-Observatoriums' in spektakulärer Weise zum ersten Mal in den Status eines gleichberechtigten Partners neben optischer- und Radioastronomie erhoben. Europäische Eintrittskarte in diese Disziplin war der von 1983 bis 1986 aktive EXOSAT-Satellit. Meßdaten dieses Satelliten bilden die Grundlage meiner Dissertation: Zum einen handelt es sich um die beiden BL Lacertae-Objekte 3C 371 und MKN 501, Mitglieder einer faszinierenden Objektklasse, deren Verständnis noch ganz ungenügend ist, und zu dessen Vermehrung im folgenden hoffentlich ein, wenn auch infinitesimaler Beitrag geleistet ist. Des weiteren wird über Untersuchungen an dem Röntgenpulsar LMC X-4, sowie einiger Quellen in dessen Umgebung berichtet. Es dürfte sich dabei um eine der EXOSAT-Beobachtungen mit der größten Zahl von Einzelquellen handeln: Neben zwei Supernova-Überresten, deren einer vermutlich eine Gamma-Burst-Quelle beherbergt, liegen auch das RS CVn System HD36705, die rekurrierende Röntgenquelle A 0538-66, sowie einige noch nicht identifizierte Quellen im Gesichtsfeld.

A

BEOBACHTUNGEN

I. EXOSAT - Funktionsweise und Missionsverlauf

1. Oberblick

1.1 Der Satellit und seine Umlaufbahn

Im wesentlichen zwei Gründe haben zur Auswahl eines hochexzentrischen Orbits hoher Inklination für EXOSAT geführt:

Einerseits bietet ein solcher Orbit die Möglichkeit, in einem relativ großen Gebiet der Himmelssphäre Mondokkultationen von Röntgenquellen durchzuführen. Da zum Zeitpunkt der EXOSAT-Mission vom Einstein-Satelliten aber schon eine Vielzahl von hochgenauen Quellpositionen im weichen Röntgenbereich bestimmt worden war, wurde diese Option nie angewandt.

Zum anderen bietet der Orbit die Möglichkeit der kontinuierlichen Beobachtung über einen Zeitraum von ca. drei Tagen, wobei der Satellit beständig in Funkkontakt mit der Bodenstation in Villafranca, Spanien ist. In diesem Zeitraum ist der Satellit auch außerhalb des Bereiches hoher Teilchendichte, in dem die Experimente abgeschaltet werden müssen. Deshalb ist EXOSAT besonders zur Untersuchung von Flußvariationen von Röntgenquellen auf dieser Zeitskala geeignet.

Der Satellit ist dreiachsenstabilisiert, wobei die Pointierungsgenauigkeit besser als 5" ist. Die Umorientierung des Satelliten geschieht mit der Hilfe von Treibgas, wobei Geschwindigkeiten zwischen 40°/h und 340°/h möglich sind. Die Umorientierung erfolgt hintereinander um zwei Achsen, die durch die Richtung zur Sonne und die Satelliten-Längsachse definiert sind. Scans über Quellen in beliebiger Richtung sind deshalb nicht möglich.

1.2 Die Instrumente und ihre Aufgaben

Der erste europäische röntgenastronomische Satellit EXOSAT (European X-Ray Observatory Satellite), der hier nur insoweit

beschrieben werden soll, als es zum Verständnis des Folgenden nötig ist, beherbergt drei Typen von Beobachtungsinstrumenten, die auf folgende Aufgaben hin konzipiert worden sind:

a. Die beiden abbildenden Wolter Typ I Teleskope (L1/L2 bzw. LE - Low Energy Experiment), die den 40 eV bis 2 keV Energiebereich abdecken, ermöglichen:

- Positionsbestimmung mit Bogensekundengenauigkeit zur Quellidentifikation,

- Beobachtung schwacher Quellen: wegen des für nicht abbildende Systeme unerreichbar günstigen Signal-zu-Hintergrund-Verhältnisses, hängt die Empfindlichkeitsgrenze nur von der Quellphotonen-Statistik ab,

- hochauflösende Gitterspektroskopie (siehe dazu den nächsten Abschnitt),

- Breitband-Filterspektroskopie.

b. Das Ar/Xe Proportionalzähler-Array großer Fläche (ME - Medium Energy Experiment) für den Energiebereich von 1 bis 50 keV zur

- Untersuchung von Lang- und Kurzzeit-Variabilität,

- Bestimmung von Spektren schwacher Quellen,

- Untersuchung von Spektrallinien schwacher Quellen,

c. Den Gasszintillationsproportionalzähler hoher Energieauflösung, (GSPC) zur

- Bestimmung der Spektren starker Quellen,

- Untersuchung der Spektrallinien starker Quellen.

Bezüglich der hier nicht abgehandelten Details sei der Interessierte auf die im Laufe der Mission erschienenen ESA-Publikationen (z.B. das 'Final Observation Tape Handbook') beziehungsweise auf die periodisch erscheinenden 'EXOSAT Express' Hefte (EXEnn) hingewiesen. Die im folgenden mitgeteilten Daten über die Instrumentierung des Satelliten sind den Publikationen 'The European X-Ray Astronomy Satellite - Announcement of Opportunity' (EXA02 bis EXA04), sowie TAY81 entnommen.

Zunächst zum zeitlichen Verlauf des EXOSAT-Projekts:

1.3 Zeittafel

1970	Beginn der Planung
1982	Geplanter Start mit einer Ariane-Rakete, der wegen technischer Schwierigkeiten aber ausfällt.
Juni 1983	Start mit einer Thor-Delta-Rakete
Jun/Aug 83	Beginn des Beobachtungsprogramms
Herbst 1983	verschiedene technische Defekte: Totalausfall eines der beiden Wolter-Teleskope. Ausfall eines der beiden Detektoren (PSD) im verbleibenden Teleskop. Schwierigkeiten mit dem Mechanismus, der das Gitter in den Strahlengang aus- und einfährt, so daß aus Sicherheitsgründen keine weiteren Gitterbeobachtungen mehr stattfinden können
1984-1985	keine weiteren, das Beobachtungsprogramm gefährdenden Ausfälle mehr.
April 1986	Ausfall des Lageregelungssystems: eingeschränkter Beobachtungsbetrieb; der Orbit des Satelliten kann nicht mehr angehoben werden.
Mai 1986	Ende der Mission: Eintritt des Satelliten in die Erdatmosphäre. Die nominelle Lebensdauer des Satelliten von 3 Jahren wurde somit gerade erreicht.

2. Das LE-Experiment

2.1 Die Optik

Die Daten der beiden identischen vierfachen Wolter Typ I Teleskope sind folgender Aufstellung zu entnehmen:

Material:	Beryllium mit Gold-Beschichtung
Brennweite:	109 cm
Abbildungsmaßstab:	5.3 µm/"
gesamte geom. Fläche:	90 cm^2
Gesichtsfeld:	2°
Ortsauflösung	
auf der Achse:	5" FWHM
Achsabstand 1°:	4' FWHM
Energie Cutoff:	2 keV

2.2 Die Fokaldetektoren

Auf einem Schlitten in der Brennebene sind zwei Detektoren angeordnet, die wahlweise in den Strahlengang eingefahren werden können.

Der CMA-Detektor (Channel Multiplier Array) besteht aus einer Channelplatte gefolgt von einer Widerstandsanode, aus der mit Hilfe vierer symmetrisch angeordneter Elektroden die Ortsinformation ausgelesen wird. Einige technische Daten wieder in Tabellenform:

Gesichtsfeld:	4.2 cm oder 2.2°
interner Hintergrund:	1 Ereignis/cm^2s oder
	$2 \cdot 10^{-5}$ Ereignisse/Pixel(8"·8") s
Ortsauslesegenauigkeit:	50µm oder 10"

Zu Beginn der Mission stand außerdem der PSD-Detektor (Position Sensitive Detektor) zur Verfügung. Dies ist ein orstauflösender Proportionalzähler mit Argon Füllung, wobei die Ortsinformation wie beim CMA mit Hilfe einer Widerstandsanode ausgelesen wird. Da dieser Detektor aber zu einem frühen Zeitpunkt der Mission versagte und die

dieser Arbeit zugrunde liegenden LE-Daten somit sämtlich mit dem CMA gewonnen wurden, soll er hier nicht weiter behandelt werden.

2.3 Die Breitbandfilter

Die Energie Information der gemessenen Quanten geht im CMA-Detektor natürlich verloren. Will man trotzdem Quellspektren bestimmen, so ist man auf die Breitband-Filterspektroskopie mit Hilfe des drehbaren Filterrades, das vor dem Detektor im Strahlengang sitzt, angewiesen. Dazu stehen folgende Filter zur Verfügung, die teilweise mehrere Transmissionsfenster zwischen 40 eV und 2 keV haben:

Name	Abkürzung	Tansmissionsfenster bei
Lexan 3000	3LX	0.06 - 1.91 keV (15.4 cm^2 bei 0.14 keV)
Polypropylene	PP	0.06 - 1.91 keV (14.7 cm^2 bei 0.16 keV)
Aluminium/Parylene	AL/P	0.04 - 0.08 keV (8.6 cm^2 bei 0.07 keV)
		0.13 - 1.75 keV (3.3 cm^2 bei 0.52 keV)
Boron	BOR	0.14 - 0.18 keV (2.8 cm^2 bei 0.18 keV)
		0.68 - 1.87 keV (2.1 cm^2 bei 1.20 keV)
Lexan 4000	4LX	0.07 - 1.91 keV (12.9 cm^2 bei 0.16 keV)

In den angegebenen Intervallen ist die effektive Fläche des Gesamtinstruments jeweils größer als 1 cm^2. In Klammern ist zusätzlich das Maximum der effektiven Fläche in dem betreffenden Intervalls angegeben.

Einige der Filter sind auch im UV-Gebiet transparent, so daß jeweils geprüft werden muß, ob Röntgen- oder UV-Fluß vorliegt.

2.4 Das Beugungsgitter

Zu Beginn der Mission konnte wie bereits erwähnt mit einem Beugungsgitter auch hochauflösende Spektroskopie betrieben werden. Wegen Schwierigkeiten mit dem Bewegungsmechanismus des Gitters liegen insgesamt allerdings nur wenige Gitterbeobachtungen aus den Anfangsmonaten der Mission vor. Im Rahmen dieser Arbeit erübrigt es

sich also, näher auf das Beugungsgitter einzugehen.

3. Die Eigenschaften des Gesamtintruments, bestehend aus Optik, Filter und CMA-Detektor

3.1 Die Spektrale Empfindlichkeit des Gesamtinstruments

Die spektrale Empfindlichkeit des Gesamtinstruments ergibt sich aus dem Produkt von Reflektivität der Optik, Transmission des Filters und spektraler Empfindlichkeit des CMA-Detektors. Folgende Grafik zeigt für die 5 Filter den resultierenden spektralen Empfindlichkeitsverlauf:

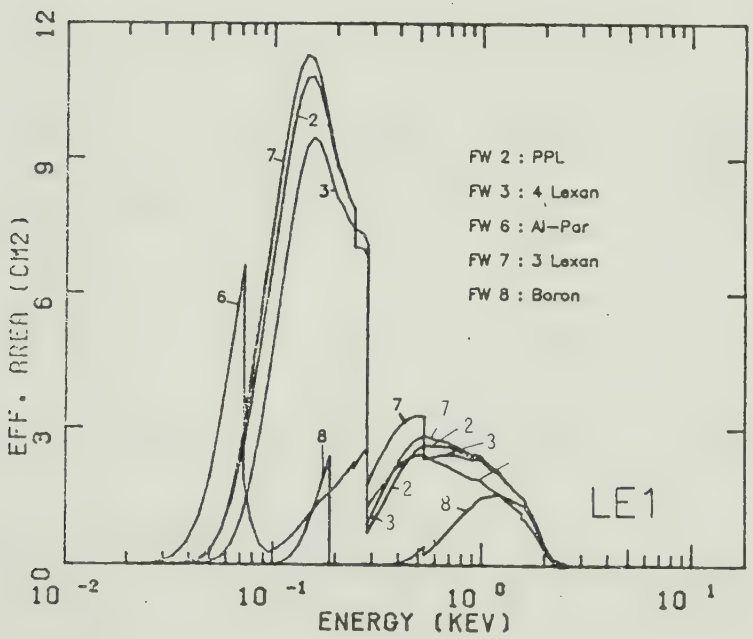


Abb.A.I.1

3.2 Die Punktbildfunktion

Aus den Angaben unter 2.1 und 2.2 ergibt sich, daß die Punktbildfunktion für achsennahe Quellen durch die Ortsauflösung des CMA und nur für achsenferne Quellen durch die Abbildungseigenschaften der Optik bestimmt ist. Unter achsennahen Quellen sind in diesem Zusammenhang solche mit einem Achsabstand kleiner 10' zu verstehen. Weiter außen macht sich mit zunehmendem Achsabstand eine wachsende Elongation des Punktbildes in tangentialer Richtung bemerkbar, wobei schließlich zwei symmetrisch zur radialen Richtung liegende Maxima ausgebildet werden (Schmetterlingsform). Bei Annäherung an die CMA-Ausleseelektroden tritt außerdem eine vom Ausleseprozeß verursachte Verzerrung der Punktbildfunktion auf. Diese Effekte führen dazu, daß nicht nur Auflösung, sondern wegen des schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses auch die Empfindlichkeit des Instrumentes bei Achsabständen größer 30' empfindlich degradiert sind. Folgende Tabelle gibt für verschiedene Achsabstände, sowie für zwei verschiedene Orientierungen bezüglich der Ausleseelektroden die radiale und tangentiale HEW[1] der Punktbildfunktion (gemäß Kalibrationsmessungen am Teleskop L2 vor dem Start):

Achsabstand	radiale HEW	tangentiale HEW
0	11"	10"
16'	24"	27"
31'	1' 16"	1' 25"
47'	2' 11"	3' 20"
1° 2'	2' 58"	6' 40"

Eine weitere Deformation des Punktbildes ergibt sich aus der Tatsache, daß die das ME-Experiment während des Startvorgangs abschließende Klappe nach der Öffnung in den Strahlengang der LE-Teleskope hineinragte und dort zu einer etwa 26.5%igen Abschattung führte (sh. EXE12).

---

1) HEW: Half Energy Width; bei monochromatischen Photonen bezeichnet dies den Durchmesser des Kreises in den die Hälfte der Quellereignisse fallen.

Bei einigen Filtern wird das Punktbild zusätzlich durch Streuung im Filter verschlechtert:
Beim Boron-Filter vergrößert sich die Punktbildfunktion durch diesen Effekt für achsennahe Quellen in Abhängigkeit vom Spektrum, auf ca. 1' bis 7' HEW, wobei sich der obere Wert auf extrem weiche Röntgen- bzw. EUV-Quellen bezieht.
Das Polypropylene-Filter verursacht - allerdings nur bei UV-Photonen eine Elongation des Punktbildes bezüglich einer definierten Richtung. Das FWHM entlang dieser Richtung beträgt etwa 10'.

3.3 Die Empfindlichkeit des Teleskops

Aus der Kenntnis der Hintergrund-Zählrate, sowie der effektiven Flächen in Abhängigkeit von der Photonenenergie läßt sich unter Annahme eines bestimmten Quellspektrums der für eine 5σ Entdeckung in 10^4 s nötige Quellfluß berechnen. Die hierfür in der nachfolgenden Tabelle genannten Werte beziehen sich auf achsennahe Quellen. Für achsenferne Quellen ist die Empfindlichkeit des Teleskops aufgrund der vergrößerten Punktbildfunktion, sowie wegen der geringeren Reflektivität der Wolter-Optik erheblich schlechter. Die genannten Flüsse wurden folgendermaßen bestimmt:

Unter Benützung der HEW der achsennahen Punktbildfunktion liefern die im Kapitel (D.I.3) des Anhangs hergeleiteten Formeln zunächst die Anzahl der für eine 5σ Entdeckung nötige Anzahl von Quellereignissen. Numerisch wird dann das angenommene Quellspektrum mit der resultierenden spektralen Empfindlichkeitsfunktion von Teleskop einschließlich Filter gefaltet und so skaliert, daß die geforderte Zahl von Quellereignissen reproduziert wird.

Filter	.04-2 keV Fluß [10^{-12}erg/cm^{-2}s]		entspr. 2-6 keV Fluß [10^{-12}erg/cm^{-2}s]		1 keV Flußdichte [µJy]	
	PL	BS	PL	BS	PL	BS
3LX	2.8	2.4	3.5	0.9	1.5	1.6
PP	3.0	2.6	3.7	1.0	1.6	1.7
AL/P	3.7	3.2	4.6	1.2	2.1	2.1
BOR	5.5	5.0	6.9	1.9	3.0	3.3
4LX	3.0	2.6	3.8	1.0	1.7	1.7

PL: Crab-Spektrum BS: Bremsstrahlunsspektrum mit kT=1keV
In beiden Fällen wurde eine Wasserstoff-Säulendichte von $3 \cdot 10^{21}$ cm^{-2} zugrunde gelegt (sh. dazu Kapitel B.I.1.5).

4. Das ME-Experiment

Beim ME-Experiment handelt es sich um einen Satz von 8 unabhängigen Detektoren, deren jeder sich aus zwei hintereinander liegenden Vieldraht-Proportionalzählern zusammensetzt:

- einem Argon-Zähler mit zwei Ebenen von Anodendrähten für den Energiebereich von 1 - 15 keV.

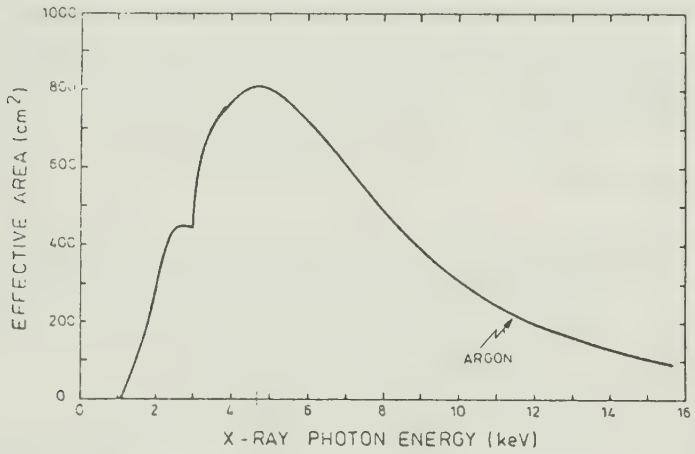
- einem dahinter liegenden Xenon-Zähler mit drei Ebenen von Anodendrähten für den Energiebereich von 5 - 50 keV.

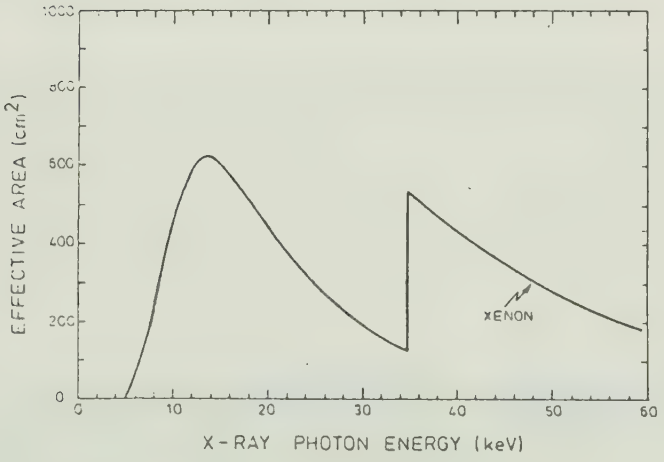
Die Detektoren sind mit Kollimatoren aus Bleiglas-Mikrokanalplatten versehen, die ein Gesichtsfeld von 45' FWHM bei quadratischer Basis ergeben. Je zwei der Detektoren sind starr miteinander verbunden und bilden einen Quadranten. Je zwei benachbarte Quadranten können paarweise mittels einer im Zentrum des Experiments angeordneten Spindel um ca. 2° über ihre Diagonale nach außen oder innen gekippt werden. In der Standardkonfiguration wird eine Hälfte des Experiments zur Hintergrundmessung um 2° zur Seite geklappt, wobei üblicherweise mindestens einmal während jeder Beobachtung die Konfiguration der beiden Hälften geändert wird. Die Kenngrößen dieses Instruments - bezogen auf eine Hälfte - sind:

- geometrische Fläche: 750 cm^2

- Energieauflösung Ar: 36% bei 2 keV
  21% bei 6 keV
  Xe: 18% zwischen 10 und 30 keV

- Die spektrale Empfindlichkeit der Ar- bzw. Xe-Zähler ist folgender Grafik zu entnehmen:





A.I.2

II. Die Quellen im Einzelnen

1. 3C 371

Im Rahmen der zweiten Beobachtungsrunde wurde von D.M. Worrall[1] (PI), R.E. Rothschild[2], R. Staubert[3] und H. Brunner[3] eine EXOSAT-Beobachtung des BL Lac-Objekts 3C 371 vorgeschlagen. Die 10-stündige Beobachtung fand am 11./12. September 84 statt. Eine kurzfristig angesetzte zweite 7.5-stündige Beobachtung folgte am 29./30. September. Die Quelle wurde sowohl im Teleskop L1 sowie im ME gesehen. Zum Nachweis im GSPC war die Quelle zu schwach. Das Teleskop L2 war zum Zeitpunkt der Beobachtung nicht mehr in Funktion.

1.1 Die LE-Daten

Nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die verwendeten Filter sowie die zugehörigen Integrationszeiten:

Tag/Jahr	Integrationszeit in Stunden			
	3LX	ALP	BOR	PP
257/84	7.9	1.9	2.1	-
274/84	5.0	1.7	-	0.6

Das dünne Lexan-Filter wurde jeweils zu Beginn und am Ende der Beobachtung verwendet, um einen Anhaltspunkt für Flußänderungen im Verlauf der Beobachung zu haben. In der kürzeren zweiten Beobachtung wurde statt des Boron-Filters das Polypropylene-Filter verwendet, dessen spektrale Transmission sich vom dünnen Lexan-Filter hauptsächlich durch eine wesentlich höhere Transparenz im UV-Gebiet unterscheidet.

---

1) Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, U.S.A.
2) Center for Astrophysics and Space Science, UCSD, La Jolla, U.S.A
3) Astronomisches Institut der Universität Tübingen

1.2 Die ME-Daten

Beim ME wurde in der Standard-Konfiguration gemessen, wobei eine Detektorhälfte zur Hintergrundmessung zur Seite geklappt wird. Während jeder der beiden Beobachtungen wurden drei Detektor-Swaps[1] ausgeführt, so daß jeweils jede Hälfte des Detektors zweimal zur Quell- und zur Hintergrundbeobachtung eingesetzt wurde.

2. MKN 501

Diese Beobachtung wurde von R. Staubert[2], P. Ubertini[3], A. Bazzano[3], F. Polcaro[3], J. Theinhardt[3] und E. Kendziorra[2] ebenfalls im Rahmen der zweiten Beobachtungsrunde vorgeschlagen, und am 27. Juli 84 durchgeführt. Die Beobachtungszeit betrug ca. 3 Stunden.

2.1 Die LE-Daten

Tag/Jahr	Integrationszeit in Stunden		
	3LX	ALP	BOR
207/84	0.4	0.5	1.8

2.2 Die ME-Daten

Die Beobachtung wurde wieder in der Standard-Offset-Konfiguration durchgeführt, wobei 1.5 Stunden nach Beginn der Beobachtung ein Detektor-Swap[1] durchgeführt wurde.

---

1) Änderung der Konfiguration der beiden Detektor-Hälften (sh. Abschnitt A.I.4)

2) Astronomisches Institut der Universität Tübingen

3) Instituto di Astrofisica Spaciale, Frascati, Italy

3. LMC

Diese Serie von 6 Beobachtungen - sie war Bestandteil der nullten Beobachtungsrunde - wurde von M.W. Pakull[1], W. Pietsch[2], W. Voges[2] und R. Staubert[3] vorgeschlagen. Sie war in erster Linie dem Röntgen-Pulsar LMC X-4 gewidmet, so daß der Satellit in 5 der 6 Beobachtungen auf LMC X-4 pointiert war. Daneben lagen aber noch einige weitere bekannte Röntgenquellen im Gesichtsfeld des LE-Teleskops. Diese sind das RS CVn System HD 36705, die rekurrierend transiente Röntgenquelle A 0538-66, sowie die beiden Supernovaüberreste N 49 und N 63 A.

Liste der Beobachtungen des Gebietes um LMC X-4:

Tag/Jahr	Integrationszeiten in Stunden			
	3LX	ALP	BOR	Pointierung
291/83	6.7			$5^h\ 32^{min}\ 5^s$ -66° 21' 32"
303/83	0.5			$5^h\ 32^{min}\ 47^s$ -66° 24' 13"
318/83	1.6			$5^h\ 32^{min}\ 48^s$ -66° 24' 13"
322/83	8.9	3.0	3.1	$5^h\ 34^{min}\ 15^s$ -66° 38' 56"
327/83	2.1	2.7		$5^h\ 32^{min}\ 47^s$ -66° 24' 13"
116/84	4.4	1.8	2.6	$5^h\ 32^{min}\ 48^s$ -66° 24' 0"

Koordinaten der bekannten Röntgenquellen im Gesichtsfeld:

LMC X-4	$5^h\ 32^{min}\ 47^s$ -66° 24' 12"
A 0538-66	$5^h\ 35^{min}\ 42^s$ -66° 53' 39"
HD 36705	$5^h\ 28^{min}\ 37^s$ -65° 29' 14"
N 49	$5^h\ 25^{min}\ 56^s$ -66° 07' 47"
N 63 A	$5^h\ 35^{min}\ 39^s$ -66° 03' 54"

1) Institut für Astronomie und Astrophysik, Technische Universität Berlin
2) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für Extraterrestrische Physik, Garching
3) Astronomisches Institut der Universität Tübingen

B

DATENANALYSE

I. Das Konzept der EXOSAT-Datenanalyse

1. Die LE-Daten

Die Analyse der LE-Daten erfordert eine Reihe von Datenmanipulationen, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden. Die zu diesem Zweck geschriebene Software ist im Anhang aufgeführt. Dort ist auch ein Datenflußdiagramm zu finden, das den Weg vom Final Observation Tape (FOT)[1] zu den Endresultaten veranschaulicht.

1.1 Generieren von Bildern

Je gemessenem Ereignis stehen auf dem FOT folgende Informationen zur Verfügung:

1. Die linearisierten Detektorkoordinaten
2. Die Ankunftszeit des Ereignisses
3. Ein Qualitätsbit, sowie das sogenannte Sum Signal

Die linearisierten Detektorkoordinaten gehen aus den tatsächlich gemessenen durch Anbringung einer Korrektur hervor, die die durch Optik und Ausleseverfahren bedingte Verzerrung des Bildes rückgängig macht. Der Abbildungsmaßstab der linearisierten Koordinaten beträgt 4" je Pixel, wobei ein Vollbild aus 2048 x 2048 Pixeln besteht. Da der Bildspeicher des Tübinger Bildverarbeitungssystems nur 1024 x 1024 Pixel faßt, wurde im Regelfall allerdings mit 8" x 8" Pixeln gearbeitet. In Anbetracht der Detektor-Auslesegenauigkeit von 10", sowie der Tatsache, daß ein Pixel des nichtlinearisierten Bildes etwa 7".2 x 7".2 entspricht, scheint dies vertretbar zu sein. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, das zentrale Quadratgrad eines Vollbildes (2.2° x 2.2°) in voller Auflösung zu generieren.

---

1) FOTs: Von ESOC verschickte Magnetbänder, die die Daten je einer EXOSAT Beobachtung enthalten. ESOC: European Space Operation Center, Darmstadt

1.2 Die Bestimmung der Position von Punktquellen

Dies geschieht durch Fitten der Verteilung der registrierten Ereignisse mit einem zweidimensionalen Gaußprofil, wobei als Startwert für die Pixelkoordinaten die am Bildmonitor visuell ausgelesenen Werte verwandt werden. Die statistischen Fehler der resultierenden Pixelkoordinaten hängen naturgemäß von der Zahl der registrierten Quellereignisse ab. Sie sind für achsennahe Quellen aber immer kleiner als 1". Zusätzlich liefert der Fit einen Wert für die FWHM der Verteilung (sowie deren statistischen Fehler), so daß durch Vergleich mit dem entsprechenden Kalibrationswert für die Punktbildfunktion geprüft werden kann, ob eine Punktquelle oder eine ausgedehnte Quelle vorliegt.

Kennt man die Pixelkoordinaten einer Quelle, so lassen sich diese unter Benutzung der bekannten Orientierung[1] des Satelliten bezüglich des astronomischen äquatorialen Koordinatensystems in Rektaszention und Deklination umrechnen (sh. FOT Handbuch Abschnitt 7.1, EXE12, EXE17). Nach der Aufdeckung und Korrektur fehlerhafter Kalibrationsdaten bezüglich des Winkels zwischen Sternsensor und Teleskopachse gab die Überprüfung von 71 Quellpositionen einen 90% Fehler von $\pm$10" (EXE17; Stand September 86). Die vorgefundene Abweichung von der wahren Quellpostition ist nicht mit der Anzahl der registrierten Quellphotonen korreliert; somit dürfte es sich bei dieser Abweichung um einen noch nicht verstandenen systematischen Fehler handeln.

Die Genauigkeit des in dieser Arbeit zur Bestimmung der Koordinaten von Punktquellen angewandten Verfahrens wurde anhand der Beobachtungsserie des Gebiets um LMC X-4 überprüft (sh. A.II.3). Für achsennahe Quellen ist die Streuung der resultierenden Koordinaten in

---

1) Die Orientierung des Sternsensors ist auf dem FOT für jede Beobachtung als Roll, Pitch und Yaw Einheitsvektor-Dreibein gegeben. Zusätzlich ist aus der Kalibration die räumliche Orientierung der Koordinatensysteme der Detektoren beider Teleskope bezüglich des Sternsensors gegeben. Da die Orientierung des Sternsensors unmittelbar von bekannten Sternkoordinaten abgeleitet ist, sind sonst keine weiteren Korrekturen (z.B. Aberration) anzubringen.

der Regel <10".

1.3 Die Bestimmung der integralen Quellzählraten

Zur Hintergrundbestimmung wird zunächst durch Auszählen von Ereignissen in einem symmetrisch um die Quelle angeordneten ringförmigen Gebiet die mittlere Anzahl von Ereignissen je Pixel bestimmt. Die Größe dieses Gebietes ist so gewählt, daß der Fehler in der Zahl der hintergrundbereinigten Quellereignisse von der Statistik der Quellereignisse dominiert wird. Sodann werden die Ereignisse in einem symmetrisch um die Quelle liegenden Kreis bestimmt, dessen Radius so gewählt wird, daß die Signifikanz der Zahl der hintergrundbereinigten Quellereignisse maximal wird. Die so bestimmte Zahl wird nun mit Hilfe der Kenntnis der HEW der Punktbildfunktion um den Anteil der Punktbildverteilung korrigiert, der außerhalb dieses Radius' liegt. Dividiert man diese Zahl durch die totzeitbereinigte Integrationszeit, so erhält man zunächst eine Rohzählrate. Diese muß unter Benutzung der Pixelkoordinaten der Quelle noch bezüglich der mit zunehmendem Achsabstand abnehmenden Effizienz des Instruments korrigiert werden.

Insbesondere bei sehr weichen Quellen spielt die sogenannte 'Sum Signal Cutoff' Korrektur eine Rolle. Das Sum Signal entspricht der Summe der registrierten Signale an den vier Ausleseelektroden auf der CMA-Widerstandsanode. Da Ereignisse, bei denen eines der registrierten Signale einen unteren Schwellwert nicht übersteigt, nicht registriert werden, setzt die Sum Signal-Verteilung aller registrierten Quellereignisse abrupt bei einem unteren Grenzwert, dem 'Sum Signal Cutoff' ein. Form und Schwerpunktslage der Sum Signal-Verteilung sind von der Energie der registrierten Photonen, sowie vom Quellfluß abhängig, in der Weise, daß bei weichen, hellen Quellen ein größerer Teil der Sum Signal-Verteilung unterhalb dem Cutoff-Wert zu liegen kommt, und somit vernachlässigt wird. Dieser Effekt wird mit dem Sum Signal-Korrekturfaktor berücksichtigt, dessen Größe sich entweder aus dem Schwerpunkt der Sum Signal-Verteilung, oder bei hinreichend guter Zählratenstatistik durch einen Fit an die gemessene Verteilung ermitteln läßt. Näheres hierzu ist in EXE8 zu finden.

Die in dieser Arbeit angegebenen Zählraten wurden zusätzlich bezüglich der 26.5 prozentigen Abschattung der LE-Teleskope korrigiert (Division durch 0.735; sh. EXE12). Sie entsprechen also dem Wert, den ein nicht abgeschattetes Teleskop geliefert hätte. Es ist aber zu beachten, daß es hierüber in der Literatur keine einheitliche Konvention gibt, so daß beim Vergleich von Zählraten jeweils geprüft werden muß, ob diese sogenannte 'flap'-Korrektur angebracht worden ist.

1.4 Maßnahmen der Bildaufbereitung:
Automatisches Auffinden von schwachen Punktquellen
Glättung - Rauschunterdrückung

Da die kleinsten Strukturen mit physikalischem Informationsgehalt durch die -ortsabhängige- Punktbildfunktion gegeben sind, liegt es nahe, statistische Schwankungen auf kleineren Längenskalen durch eine geeignete Glättung des Bildes zu unterdrücken. Um bei möglichst geringem Informationsverlust eine maximale Glättung zu erzielen, wurde ein fortlaufendes gewichtetes Mittel benützt, wobei als Gewichtsfunktion ein Gaußprofil verwandt wurde, dessen Halbwertsbreite der Punktbildfunktion an dieser Bildstelle entspricht. Durch geeignete Modifikation dieser Gewichtsfunktion läßt sich ein Bild erstellen, dessen Pixel unmittelbar ein Maß für die hintergrungbereinigte Ereigniszahl einer in diesem Pixel zentrierten Quelle darstellt. Dividiert man die Zahl der Ereignisse in jedem Pixel durch deren statistischen Fehler, so erhält man alternativ ein Bild, dessen Pixel unmittelbar die Signifikanz eines Quellnachweises an der betreffenden Stelle in σ-Einheiten angeben.

Der Test dieses leider ziemlich rechenintensiven Verfahrens (etwa 3 Stunden Rechenzeit auf einer VAX/750 für ein Vollbild) an einigen EXOSAT Bildern hat allerdings gezeigt, daß eine gründliche visuelle Inspektion des Rohbildes am Bildmonitor bezüglich des Auffindens schwacher Quellen genauso leistungsfähig ist.

1.5 Die Spektralanalyse

Unter Annahme eines bestimmten Modellspektrums lassen sich mit

Hilfe der spektralen Empfindlichkeitsfunktion aus den Spektralparametern die in den einzelnen Filtern erwarteten Zählraten bestimmen. Paßt man die Spektralparameter so an, daß die gemessenen Zählraten reproduziert werden, so hat man eine selbstkonsistente Lösung gefunden. Notwendige Bedingung[1] für die Eindeutigkeit einer solchen Lösung ist, daß die Zahl der Spektralparameter die Anzahl der Filterzählraten nicht übersteigt. Im üblichen Fall des Vorliegens von drei Filterzählraten können also maximal drei Spektralparameter bestimmt werden. Neben den beiden vom Spektraltyp unabhängigen Parametern

$I(E_0)$ [Photonen/cm^2 s KeV] : Flußdichte bei der Energie E_0
N_H [cm^{-2}] : Wasserstoff-Säulendichte[2]

bleibt also noch ein Parameter zur Charakterisierung der Form des Spektrums (der Spektralindex). In diesem Fall ist die Zahl der Freiheitsgrade sowie das minimale χ^2 gleich null. D.h. es steht keine Information zur Verfügung, um zu entscheiden, ob man den richtigen Spektraltyp gewählt hat. Liegen ausschließlich die drei Filterzählraten vor, so kann man also keine Aussage über den Strahlungsmechanismus machen. Kennt man den N_H-Wert aus anderer Quelle, so ist ein Fit mit einem Freiheitgrad möglich; das resultierende minimale χ^2 ist ein Maß für die Güte des Fits. Bei der Analyse von Spektren extragalaktischer Quellen lassen sich dazu etwa Daten über die integrale galaktische Wasserstoff-Säulendichte, die aus Messungen der 21 cm Hyperfeinstruktur-Linie des neutralen Wasserstoffs gewonnenen wurden, heranziehen. Solche Informationen bietet der N_H-Atlas von Heiles (HEI75), bzw. die noch nicht veröffentlichte Arbeit von Stark et al. (STA86). Der Keulendurchmesser beträgt bei beiden Untersuchungen etwa 2^o, woraus sich eine später noch genauer diskutierte Unsicherheit

---

1) Die Bedingung ist nicht hinreichend: Wegen der Nichtlinearität der Fitfunktion sind im Prinzip Mehrdeutigkeiten möglich. Dieser Fall ist aber in der Praxis nie aufgetreten.

2) Unter der Annahme kosmischer Häufigkeitsverteilung läßt sich aus dem N_H-Wert zu jeder Photonenenergie der Betrag der Absorption in kaltem Gas bestimmen. Der N_H-Wert wird hier als Parameter zur Beschreibung der Gesamtabsorption benutzt.

bezüglich der Absorption auf dem Sehstrahl zur Quelle ergibt.
Nicht berücksichtigt ist hierbei außerdem etwaige Absorption in der -extragalaktischen- Quelle selbst.

Folgende Spektraltypen wurden benutzt:

1. einfaches Potentzgesetz:

$$S = e^{-\sigma(E)\cdot N_H} \cdot A \cdot E^{-\alpha}$$

oder Summe zweier Potenzgesetze:

$$S = e^{-\sigma(E)\cdot N_H} \cdot (A_1 \cdot E^{-\alpha 1} + A_2 \cdot E^{-\alpha 2})$$

2. Thermische Bremsstrahlung:

$$S = e^{-\sigma(E)\cdot N_H} \cdot A \cdot g(T,E)/E \cdot e^{-E/kT}$$

3. Schwarzkörper-Strahlung:

$$S = e^{-\sigma(E)\cdot N_H} \cdot A \cdot E^2 \cdot (e^{E/kT} - 1)^{-1}$$

Der führende Exponentialterm beschreibt jeweils die Absorption in kaltem Gas. $\sigma(E)$ ist der Absorptionsquerschnitt bezogen auf ein Wasserstoffatom, wobei die Absorption an schwereren Elementen gemäß der kosmischen Häufigkeitsverteilung berücksichtigt ist. Eine Polynom-Näherung für $\sigma(E)$ ist z.B. in MOR83 zu finden (s.a. Fußnote (2) der vorangehenden Seite). Zu beachten ist, daß es sich bei den hier angegebenen Spektren um Photonen-Spektren (Photonen je differentiellem Energieintervall) handelt. Beim Übergang zu Energie-Spektren (Energie je differentiellem Energieintervall) sind obige Ausdrücke jeweils mit einem Faktor E zu multiplizieren. Im folgenden ist jeweils angegeben, ob es sich um Photonen- oder Energie-Spektren handelt.

II. 3C 371

1. Das Spektrum

1.1 LE-Spektralfit

Die gemessenen Filterzählraten (Einheit: 10^{-2} Counts/s[1]) sind:

	1.Beobachtung	2.Beobachtung
3LX(1)	6.19 ± 0.23	2.72 ± 0.20
PP	-	2.59 ± 0.45
ALP	3.05 ± 0.31	1.36 ± 0.22
BOR	0.42 ± 0.16	-
3LX(2)	4.68 ± 0.31	2.46 ± 0.29
3LX(gesamt)	5.72 ± 0.19	2.64 ± 0.16

In der zweiten Beobachtung wurde auf das Boron-Filter verzichtet, da diese Beobachtung kürzer und außerdem das Flußniveau niedriger war. Um zu prüfen, ob UV-Kontamination vorliegt, wurde statt dessen eine kurze Polypropylene-Beobachtung durchgeführt. Das spektrale Verhalten des Polypropylene-Filters ist demjenigen des dünnen Lexan-Filters allerdings so ähnlich, daß mit den Daten der zweiten Beobachtung alleine kein Spektralfit möglich ist[2]. Hingegen bestätigte die Polypropylene-Beobachtung, daß der UV-Beitrag zu den Zählraten vernachlässigbar ist.

Wie man obiger Tabelle entnehmen kann, ist bei der ersten Beobachtung das Flußniveau im zweiten Lexan-Teil niedriger als im ersten. Da nicht bekannt ist, wann die Flußabnahme stattgefunden hat, scheint es am plausibelsten zu sein, für die Spektralfits die Gesamtzählrate zu verwenden. Um die hierdurch verursachte Unsicherheit

---

1) Die hier und im folgenden genannten Filterzählraten verstehen sich als hintergrundbereinigte, totzeitkorrigierte Quellzählraten. Sie sind auf die optische Achse des Teleskops bezogen und um den Abschattungsfaktor des LE-Teleskops von 26.5% korrigiert (siehe Abschnitt B.I).

2) Es liegen nur zwei linear unabhängige Zählraten vor.

abschätzen zu können, werden im folgenden aber jeweils auch die Fitergebnisse, die aus den Zählraten der einzelnen Lexan-Teile gewonnen wurden, angegeben.

Die Gesamtzählraten der ersten Beobachtung definieren bei Annahme eines Potenzgesetzes folgende Spektralparameter:

α (Photon) = 3.4
I(1 keV) = 1.98 10^{-3} Ph./cm^2s keV
N_H = 5.25 · 10^{20} cm^{-2}

Die Wasserstoff-Säulendichte[1] entspricht dem aus 21 cm Messungen bestimmten interstellaren Wert von 5 · 10^{20} cm^{-2} (STA85) bzw. 6.0 · 10^{20} cm^{-2} (HEI75). Deren 90 % Zuverlässigkeitsintervall ergibt sich zu:

$1.5 \cdot 10^{20}\ cm^{-2} < N_H < 1.7 \cdot 10^{21}\ cm^{-2}$

Für die intrinsische Absorption erhält man demzufolge eine obere Schranke von 1.2 · 10^{21} cm^{-2}. Geht man von der Annahme aus, daß keine intrinsische Absorption vorliegt, - da 3C 371 in einer elliptischen Galaxie[2] liegt und die aus den Daten bestimmte obere Schranke weit über dem für diesen Fall zu erwartenden Wert liegt, scheint dies gerechtfertigt - so liefert ein Potenzgesetzfit unter Benutzung der drei oben genannten Zählraten folgende Ergebnisse:

	3LX(1)	3LX(2)	3LX(gesamt)
α (Photon)	3.6	3.1	3.4
I(1 keV) [10^{-3} Ph./cm^2 s keV]	1.7	2.4	2.0
χ^2 (1 DOF)	0.24	1.6	0.0012

Die statistischen Fehler ersieht man auch aus den Konturen konstanten Chi-Quadrats in der I-α-Ebene. Angegeben sind die χ^2_{min}+2.3 und die χ^2_{min}+4.6 Konturen, die einer Wahrscheinlichkeit von

1) siehe Fußnote Kapitel B.I.1.5
2) Elliptische Galaxien sind gasarm

68 % bzw. 90 % entsprechen:

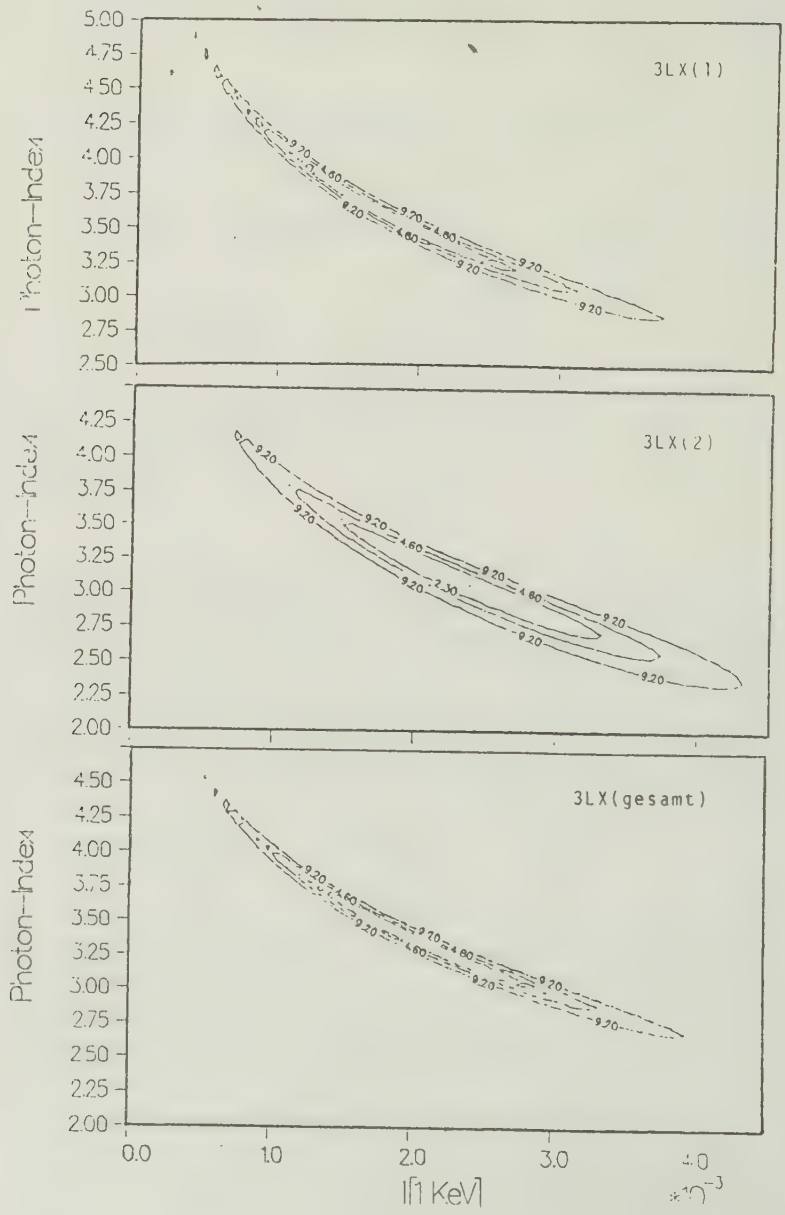


Abb.B.II.1

Geht man von nicht vernachlässigbarer intrinsischer Absorption aus, so muß die resultierende Flußerniedrigung bei niederen Energien durch ein Aufsteilen des Spektrums kompensiert werden:

Angenommenes N_H:	0.6	0.7	1.0	1.5 10^{21} cm^{-2}
Bestfitwerte:				
α (Photon)	3.63	3.91	4.72	5.92
I(1 keV) [10^{-3} Ph./cm^2 s keV]	1.90	1.80	1.50	1.11
χ^2_{min} (1 DOF)	0.0057	0.30	1.61	4.24

Trotz der erwähnten Schwierigkeiten wurde auch versucht, einen Spektralfit mit den Filterzählraten der zweiten Beobachtung durchzuführen. Die resultierenden Bestfitwerte - wieder unter der Annahme nur galaktischer Absorption - sind:

α (Photon) = 3.76
I(1 keV) = 0.636 10^{-3} Phot./cm^2s keV
χ^2_{min} = 0.53

In der geringeren 1 keV Intensität kommt das in der zweiten Beobachtung um einen Faktor 2.2 tiefere Flußniveau zum Ausdruck. Der χ^2 Konturplot zeigt allerdings, daß das 68% bzw. 90% Fehlergebiet für eine quantitative Aussage über das Spektrum nicht hinreichend beschränkt ist.

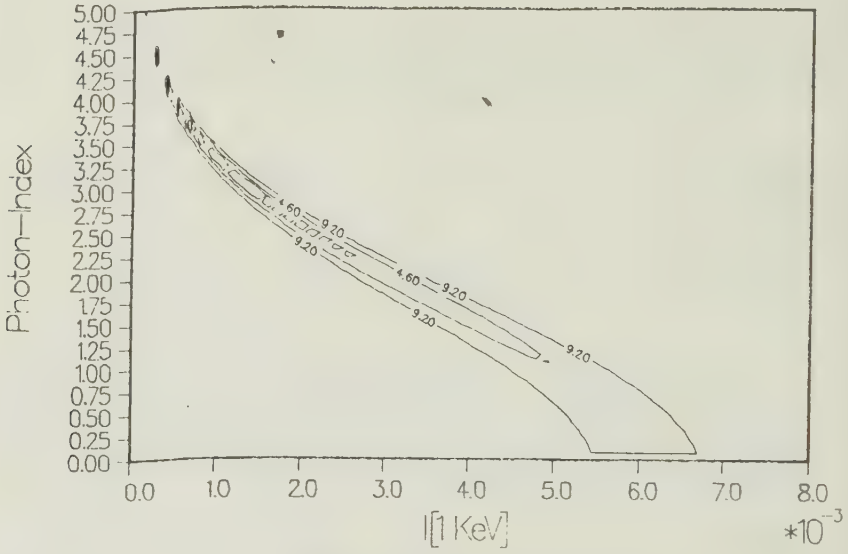


Abb.B.II.2

Führt man andererseits eine Flußniveau-Normalisierung als weiteren Fitparameter ein, so erhält man - wieder unter Benutzung des galaktischen N_H-Werts von $5 \cdot 10^{20}$ cm^{-2} - folgende Bestfit-Spektralparameter für den aus den Filterzählraten beider Beobachtungen bestehenden Datensatz:

α (Photon) = 3.44
I(1 keV) = 1.92 10^{-3} Phot./cm^2s keV
Normalisierung = 0.465
χ^2_{min} = 0.21

Der als dritter Fitparameter eingeführte Normalisierungsfaktor entspricht gerade dem Verhältnis der mittleren Lexan-Zählraten in beiden Beobachtungen (1/0.465 = 2.2). Nachfolgende χ^2 Kontur zeigt allerdings, daß die 68% und 90% Fehlergebiete in der I-α Ebene annähernd mit denen der ersten Beobachtung identisch sind.

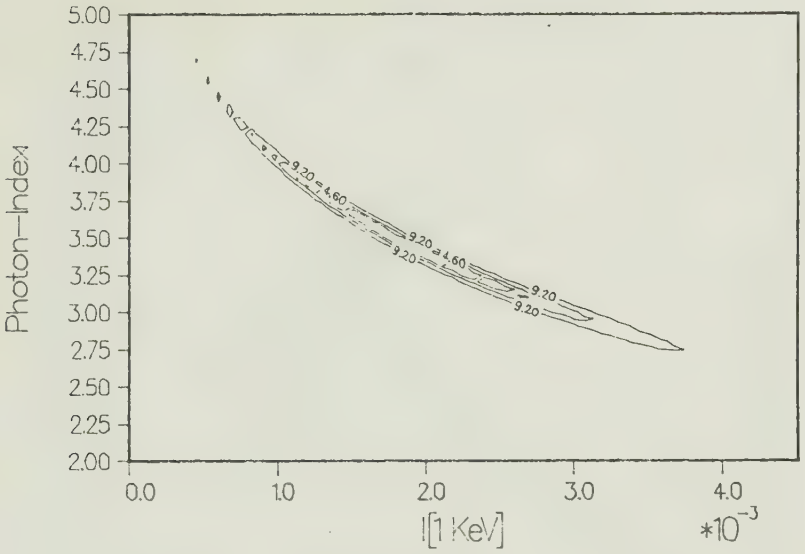


Abb.B.II.3

Das hier angewandte Verfahren führt also - in Anbetracht der unvollständigen spektralen Information der zweiten Beobachtung (s.o.) - zu keiner Verbesserung in der Kenntnis des Niederenergie-Spektrums.

1.2 ME-Spektralfit

Die ME-Spektralanalyse wurde mit dem Interactive Analysis System bei ESOC, Darmstadt durchgeführt. Ein Potenzgesetzfit der gesamten Daten der ersten Beobachtung liefert folgendes Ergebnis:

α(Photon) = 2.44
I(1 keV) = $3.266\ 10^{-3}$ Ph./cm^2 s keV
χ^2_{min} = 0.51

Die Wasserstoff-Säulendichte wurde dabei auf null gesetzt. Dies ist gerechtfertigt, da das ME für Werte unterhalb von $1 \cdot 10^{21}$ cm^{-2} nicht empfindlich ist. Die statistische Güte des Spektrums ist dem entfalteten Photonenspektrum zu entnehmen (Kreuze: Detektorhälfte 1;

Rauten: Detektorhälfte 2):

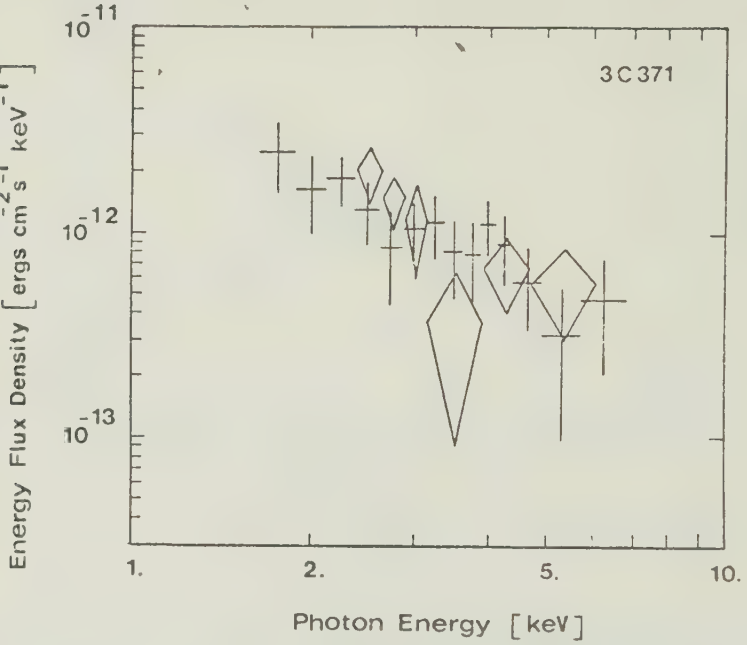


Abb.B.II.4

In Anbetracht des tieferen Flußniveaus und der kürzeren Integrationszeit lassen die ME-Daten der zweiten Beoabachtung aus statistischen Gründen keine Spektralanalyse zu.

1.3 Gemeinsamer Fit von LE und ME

In folgender Abbildung sind, jeweils für die ME- und LE-Daten einzeln Fehlerkonturen dargestellt.

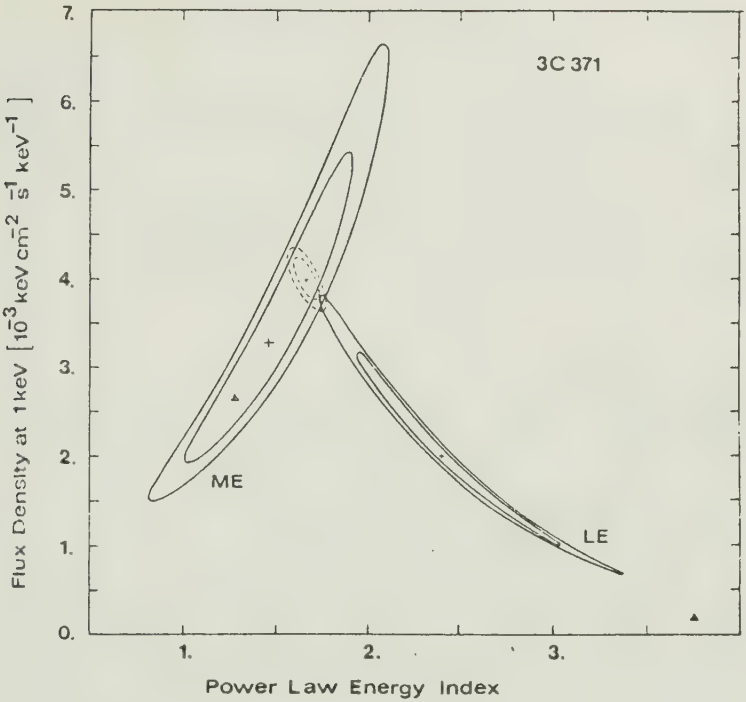


Abb.B.II.5

Diese umschließen die Gebiete, in denen die wahren Spektralparameter mit 68%iger bzw. mit 90%iger Wahrscheinlichkeit liegen. Der kleine Überlapp der 90 % Konturen deutet darauf hin, daß das Vorliegen eines gemeinsamen Potenzgesetzes im Bereich 40 eV bis 7 keV nicht ausgeschlossen werden kann. Zur Untersuchung dieser Frage wurde der gemeinsame LE- und ME-Datensatz mit einem Potenzgesetz-Spektrum, bzw. mit der Summe zweier Potenzgesetz-Spektren gefittet:

Modell	Parameter	gefittetes Spektrum	χ^2/dof ((1), (2))
einfaches Potenzgesetz	2	$(4.0\pm0.3)\ e^{1.7\pm0.1}$	14.4/21 (4.9,9.5)
zwei Potenzgesetze mit gemeinsamer Normalisierung	3	$(1.5\pm0.5)\ (E^{-(2.4^{+0.4}_{-0.6})} + E^{-(1.2^{+0.6}_{-0.4})}$	11.0/20 (1.3,9.7)
zwei Potenzgesetze mit verschiedener Normalisierung	4	$0.19\ E^{-3.8} + 2.7\ E^{-1.3}$ oder $10.3\ [(E/0.35)^{-3.8} + (E/0.35)^{-1.3}]$	10.1/19 (0.9,9.3)

1) LE χ^2-Anteil 2) ME χ^2-Anteil

Das χ^2 des Zweiparameter-Fits führt wieder zu der Aussage, daß die Daten formal statistisch mit einem einfachen Potenzgesetz verträglich sind. Allerdings ist zu bedenken, daß von den 21 Datenpunkten nur drei vom LE stammen und der Fit somit stark vom ME dominiert wird. Dies zeigt sich quantitativ auch an den χ^2-Anteilen der LE-und ME-Daten, die in der letzten Spalte in obiger Tabelle in Klammern angegeben sind. Die Fehlerkonturen dieses Fits sind in obiger Abbildung gestrichelt eingezeichnet. Andererseits reduziert sich das χ^2 beim Übergang zum Dreiparameter- und Vierparameter-Fit (siehe Tabelle) drastisch. Die Bestfitwerte der beiden Komponenten des Vierparameter-Fits sind ebenfalls im Konturplot markiert (gefüllte Dreiecke). Mit welcher Wahrscheinlichkeit dieser Reduktion tatsächlich ein Übergang zum besseren Modell entspricht, läßt sich unter Benutzung des Theorems von Wilks (WIL38) klären:

Sind s_2 und s_2 die Minimums-χ^2 Werte, die man beim Fit der Daten mit einem n bzw. n+1 parametrigen Modell H_n bzw. H_{n+1} erhält, so genügt die Größe $\Delta s=s_1-s_2$ der χ^2 Verteilung mit einem Freiheitsgrad. Die Lage des vorgefundenen Δs bezüglich dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung gibt also Aufschluß mit welcher Wahrscheinlichkeit die Hypothese:

"Modell H_{n+1} beschreibt die Daten besser als Modell H_n"

verworfen werden kann. Für die Werte aus obiger Tabelle ergeben sich somit die folgenden Wahrscheinlichkeiten:

n -> n+1	Δs	Wahrscheinlichkeit
2 -> 3	3.4	7 %
3 -> 4	0.9	35 %

Dies ist ein starkes Indiz für das Vorliegen eines Zweikomponentenspektrums (dreiparametriges Modell). Die Hinzunahme eines weiteren Parameters, der den Schnittpunkt der beiden Spektralkomponenten beschreibt, führt allerdings zu keiner wesentlichen weiteren Reduktion des χ^2-Wertes, so daß der Schnittpunkt der beiden Spektralkomponenten aus den Daten nicht genau bestimmt werden kann.

Zu bemerken ist noch, daß die Differenz der beiden Potenzgesetz-Indices mit 1.4 beim Dreiparameterfit und 2.5 beim Vierparameterfit jeweils größer ist, als im Fall der separaten LE und ME-Potenzgesetzfits. Dies ergibt sich aus der Tatsache, daß im ersten Fall eine Überlagerung von zwei Potenzgesetzen vorliegt.

Außerdem muß noch darauf hingewiesen werden, daß die obigen Überlegungen auf der Annahme einer totalen Wasserstoff-Säulendichte von $5 \cdot 10^{21}$ cm^{-2}, also dem durch Radiomessungen bestimmten galaktischen Wert beruhen. Diese Messungen wurden mit einer Ortsauflösung von 2° gewonnen. Sollten allerdings Inhomogenitäten im interstellaren Medium auf kleineren Skalen vorhanden und die Säulendichte auf dem Sehstrahl wesentlich niederer sein (etwa um einen Faktor zwei), so bestünde keine Notwendigkeit mehr, der Quelle ein Zweikomponentenspektrum zuzuschreiben. Allgemeine Überlegungen über die Struktur des interstellaren Mediums, wie es aus 21 cm Radiomessungen, sowie aus Absorptionslinien in Sternspektren bekannt ist, lassen dies aber nicht als wahrscheinlich erscheinen (PAR84).

2. Variabilität

2.1 Nichtperiodische Variabilität

Wie bereits den in Abschnitt B.II.1.1 aufgeführten Zählraten zu entnehmen ist, findet man in der zweiten Beobachtung ein um den Faktor 2.2 niedrigeres Flußniveau vor. Die Signifikanz dieser Flußabnahme ergibt sich zu 12σ. Die mittleren ME Zählraten im Kanalintervall 7 - 29 (2 - 7 keV) sind:

Beobachtung	Zählrate [Counts/s]
1	0.30 ± 0.023
2	0.18 ± 0.017

Innerhalb der angegebenen Fehler ist die Abnahme der ME-Zählraten zwischen den beiden Beobachtungen also mit derjenigen der LE-Daten konsistent. Somit besteht kein Anhaltspunkt für eine Änderung des Spektrums zwischen beiden Beobachtungen. Außerdem ergibt sich aus den Zählraten eine 24%ige Flußerniedrigung mit einer Signifikanz von 4σ zwischen dem ersten und zweiten Lexan-Teil der ersten Beobachtung.

Zur Untersuchung von Flußvariationen auf kleineren Zeitskalen wurden verschiedene Verfahren angewandt. Zum einen wurde für verschiedene Zeitintervalle der Länge 6000 bis 20000 s das normierte χ^2 der Zählraten bezüglich des Mittelwerts bestimmt. Die dabei gefundenen Ergebnisse wurden anschließend durch numerische Monte-Carlo-Simulationen erhärtet. Die statistische Güte der ME-Daten läßt Aussagen über Variabilität auf den genannten Zeitskalen leider nicht zu, so daß im Folgenden nur die LE-Daten behandelt werden.

Nachfolgend sind die LE-Zählratenplots der beiden Beobachtungen aufgeführt. Die Binweite beträgt jeweils 500 s.

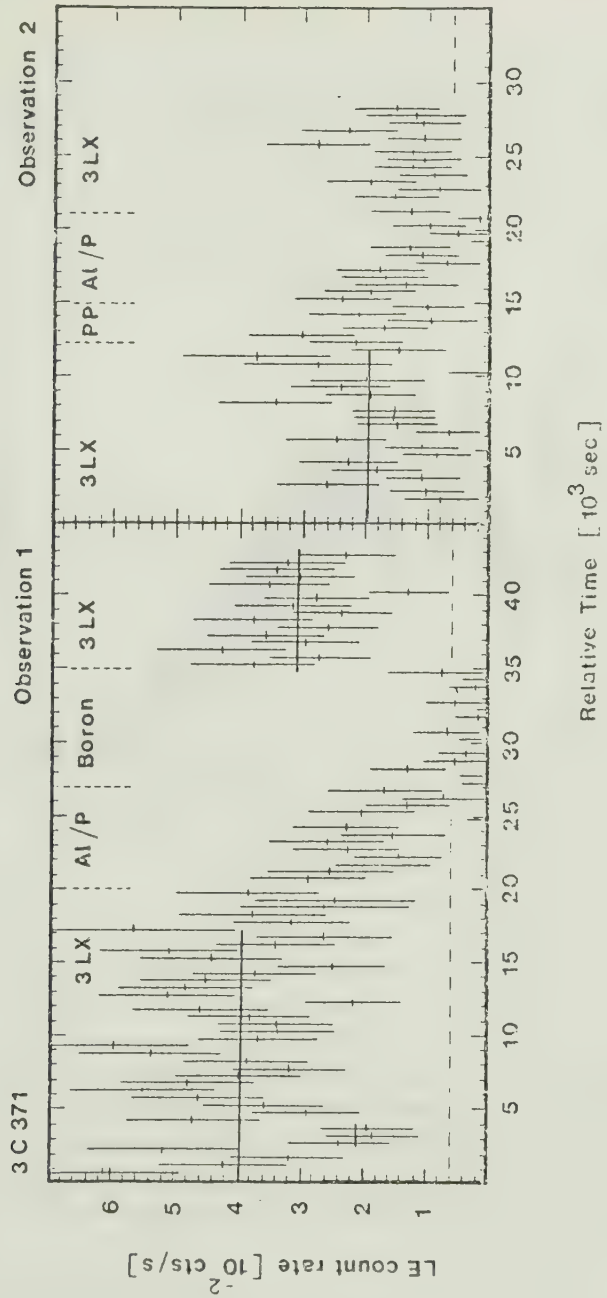

3 C 371
Observation 1
Observation 2
3 LX
Al/P
Boron
3 LX
3 LX
PP Al/P
3 LX
LE count rate [10⁻² cts/s]
Relative Time [10³ sec]

Abb.3.II.6

Etwa im Bereich 3000 - 6000 s der ersten Beobachtung sieht man eine deutliche Absenkung des Zählraten-Niveaus, die sich nach Augenschein möglicherweise in Form einer 'quasiperiodischen' Modulation fortsetzt. Etwas suggestiver erscheinen die beschriebenen Strukturen in folgendem Plot, der die Daten als fortlaufendes Mittel mit einem Glättungsintervall von 1250 s darstellt.

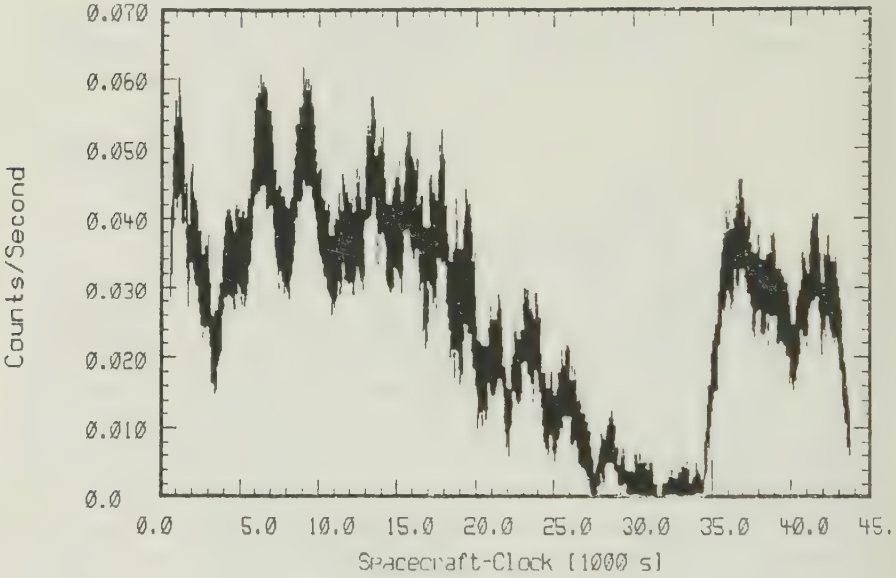


Abb.B.II.7

Bei der Interpretation der geglätteten Daten ist aber äußerste Vorsicht geboten, da die statistische Signifikanz der sichtbaren Strukturen leicht überschätzt werden kann.

Da im Laufe der Datenanalyse die Frage aufgetreten ist, ob ein Teil der beobachteten Flußvariationen möglicherweise durch eine fehlerhaft, oder nicht vollständig durchgeführte Totzeitkorrektur in die Daten eingeführt wurde, soll hier für die erste Beobachtung noch die Größe der angebrachten Korrektur in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt werden:

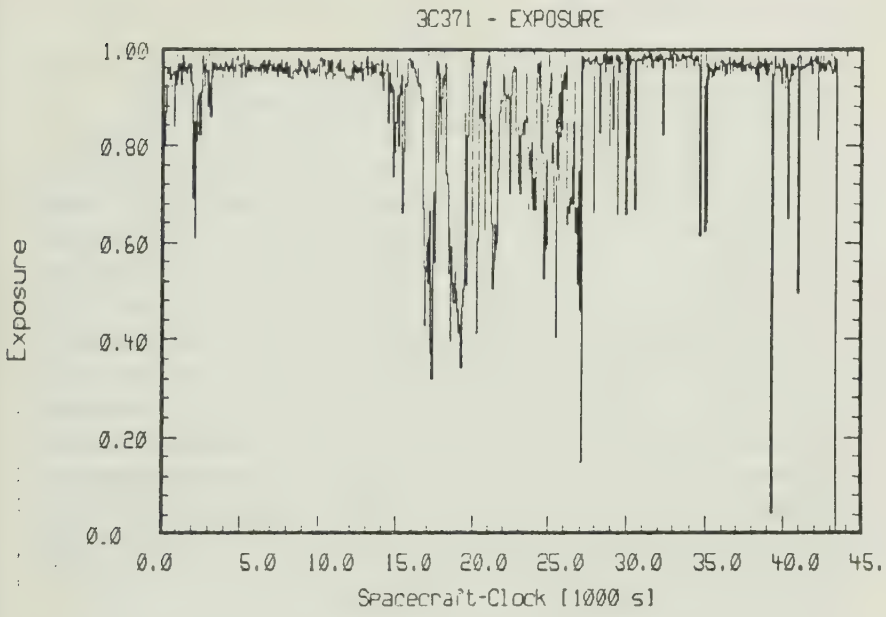


Abb.B.II.8

Man sieht, daß im Bereich von 3000 s bis 14000 s ab Anfang der Beobachtung der Korrekturwert konstant nahe bei eins liegt. Gerade in diesen Bereich fällt aber die oben beschriebene Flußeinsenkung, sowie deren zunächst vermutete 'quasiperiodische' Fortsetzung. In diesem relativ ungestörten Zeitintervall besteht also mit Sicherheit kein Anlaß, die beobachteten Strukturen für Artefakte der Datenreduktion zu halten.

Über die Signifikanz der beobachteten Strukturen geben folgende normierten χ^2-Werte bezüglich des Mittelwerts Aufschluß:

Zeitintervall	normiertes χ^2	Freiheitsgr.	Wahrscheinl.[1]
0-6000(3LX)	2.17	11	1.5 %
0-20000(3LX)	1.45	38	3 %
ALP/Obs1	0.69	10	75 %
3LX/Obs2	1.30	22	15 %

Die im χ^2, sowie in der entsprechenden Wahrscheinlichkeit dokumentierte

1) für das zufällige Auftreten eines mindestens so großen χ^2-Wertes

überstatistische Variation innerhalb der ersten 6000 s der ersten Beobachtung zeigt sich auch in der Signifikanz von 3.2 σ, die man für eine 60 %ige Einsenkung von 1500 Sekunden Dauer gegenüber dem durch jeweils 2000 s lange Datenstücke vor und hinter der Einsenkung definierten Flußniveau erhält. Sowohl bei der Bestimmung der χ^2-Werte wie der genannten Signifikanz wurde bei der Fehlernormierung die Wurzel der Ereigniszahl je Bin benutzt. Diese Näherung ist allerdings nur für hohe Ereigniszahlen hinreichend genau, bei denen die Asymmetrie der Poisson-Verteilung nicht mehr ins Gewicht fällt (sh. Anhang D.I.2). Die genannte Näherung führt bei kleinen Ereigniszahlen zu einer Überschätzung von χ^2-Wert und Signifikanz. Um - in Anbetracht der nicht sehr hohen Signifikanz - diese Unsicherheit auszuschalten, wurde die Wahrscheinlichkeit für das Vorliegen von überstatistischer Variation während der ersten 6000 s durch eine numerische Monte-Carlo-Simulation unter Benutzung der Poisson-Statistik bestimmt:

Zeitintervall	Binweite	Wahrscheinlichkeit für zufällige Variation
0-6000 s (3LX)	500 s	1.4 %
0-10000 s (3LX)	500 s	1.5 %
10000-20000 s (3LX)	500 s	43. %
3300-14000 s (3LX)	500 s	24. %

Insbesondere im Bereich der ersten 6000 s der Beobachtung stimmt das Ergebnis mit demjenigen der χ^2-Untersuchung überein.

Außerdem wurden verschiedene Datenstücke mit auf- oder absteigenden Geradenstücken gefittet:

Zeitintervall	Steigung [10^{-6} counts/s^2]	norm.χ^2	Freiheitsgr.
3LX 1.Teil (ab 12000 s)	-0.39±2.84	1.03	10
ALP	-2.28±1.93	0.44	9
BOR	-0.42±0.68	0.92	14
3LX 2.Teil	-1.03±1.38	0.78	15

Grund für diese Untersuchung ist, daß die Lichtkurve etwa ab 12000 s nach Beginn der erste Beobachtung visuell den Eindruck abfallender Zählraten vermittelt. Im Hinblick auf das unterschiedliche Zählraten-Niveau im ersten und zweiten Lexan-Teil der erste Beobachtung ist auch klar, daß im Bereich zwischen den beiden Lexan-Teilen eine Zählraten-Erniedrigung stattfunden haben muß. Da die Zählraten aller untersuchten Datenstücke auch mit der Annahme konstanten Quellflusses innerhalb des betreffenden Datenstücks verträglich sind, läßt sich sicher keine quantitative Aussage über Zeitpunkt und Dauer dieser Flußabnahme machen. Andererseits ergibt sich im ALP-Teil eine Signifikanz von 1.2σ für eine Zählraten-Abnahme, und nur in diesem Fall erhält man ein, gegenüber der Annahme konstanten Flusses deutlich reduziertes χ^2.

2.2 Suche nach periodischen Flußvariationen

Da die Zählraten des ersten Lexan-Teils der ersten Beobachtung eine 'quasiperiodische' Variabilität auf der Zeitskala von 2000 bis 3000 s nahelegen, wurde zunächst in diesem Bereich nach Perioden gesucht. Angewandt wurde neben der Fourieranalyse in erster Linie die als χ^2-Methode und im angelsächsischen als "epoch folding" bezeichnete Methode. Nachfolgender Plot, der aus den Daten des ersten Lexan-Teils der ersten Beobachtung gewonnen wurde, zeigt, daß die durch visuelle Inspektion zunächt vermutete Periodizität einer quantitativen Untersuchung nicht standhält.

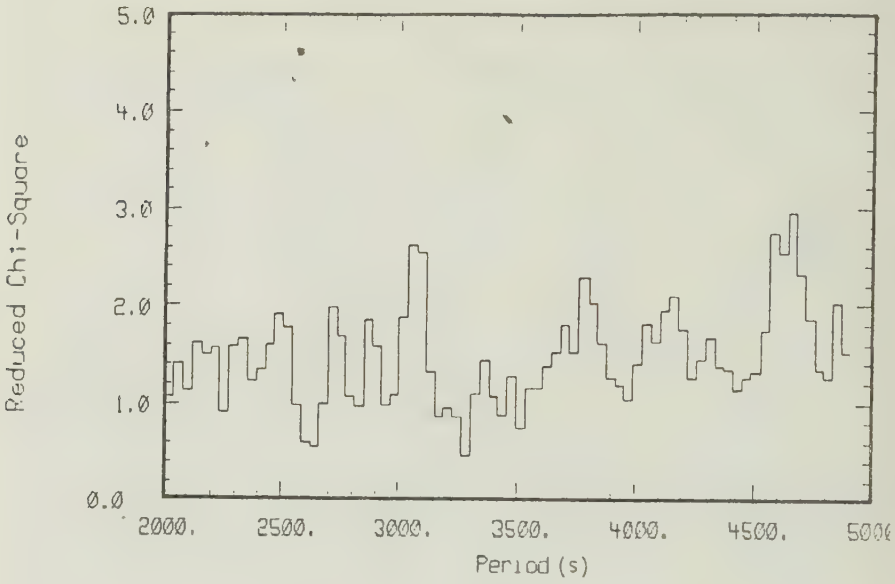


Abb.B.II.9

Die an der Ordinate aufgetragene Größe ist das reduzierte χ^2 der mit der entsprechenden Periode gefalteten Daten. Andererseits findet man bei Untersuchung des Periodenbereichs unterhalb von 2000 s einen deutlichen Peak bei 1530 s. Der entsprechende χ^2-PLot, sowie die Lichtkurve zu der genannten Periode sind nachfolgend abgebildet.

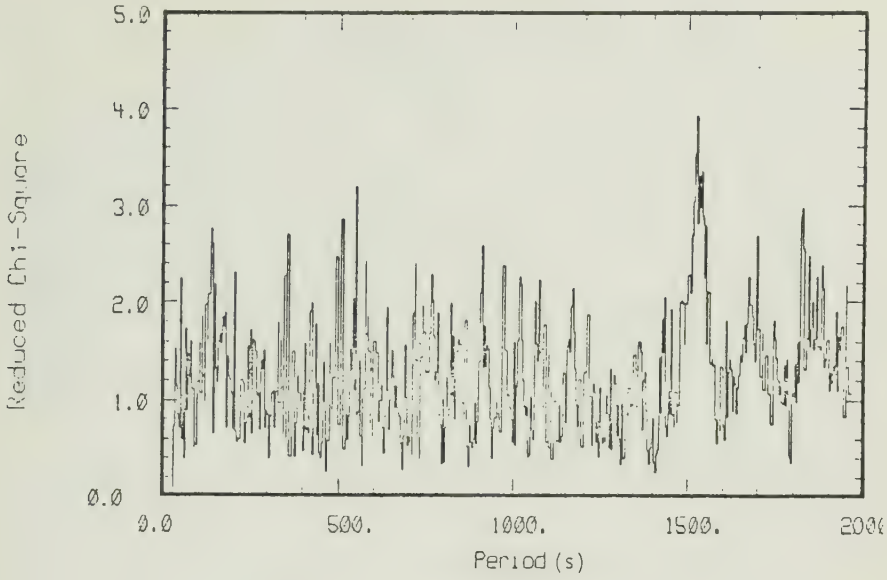


Abb.B.II.10

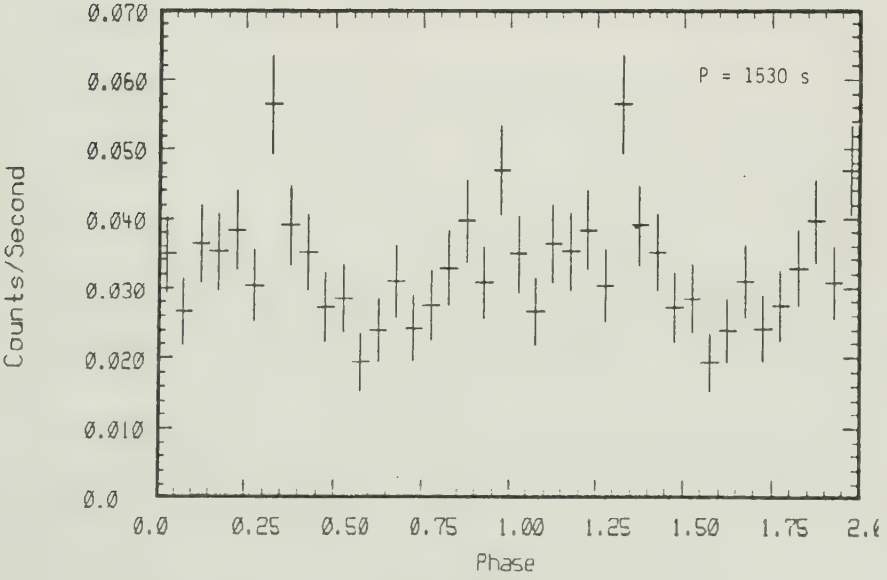


Abb.B.II.11

Schränkt man die Periodenuntersuchung allerdings auf das weiter oben erwähnte Intervall der ungestörten Totzeitkorrektur ein, so ist der genannte Effekt nicht mehr beobachtbar. Die Ursache für dieses Verhalten konnte leider nicht geklärt werden. Somit besteht mindestens der Verdacht, daß die gefundene Periodizität nicht von den Quellphotonen stammt, sondern etwa durch die in Zeiten erhöhter Sonnenaktivität größere Hintergrundzählrate in die Daten eingeführt wurde. Unter diesen Bedingungen ist es aber nicht zulässig eine Periodizität im Quellfluß von 3C 371 zu behaupten, so daß über die weiteren zum Thema Periodizität durchgeführten Untersuchungen hier nicht berichtet wird.

III. MKN 501

1.1 LE Spektral-Fit

Die LE-Beobachtung ergab folgende Zählraten:

Filter	Zählraten [Counts/s]
3LX	0.476±0.020
ALP	0.226±0.014
BOR	0.041±0.004

Unter der Annahme verschiedener Spektraltypen definieren diese Zählraten folgende Spektralparameter:

	Potenz-Spektrum	Thermische Bremsstrahlung
α (Photon)	= 2.67	kT = 0.51 keV
I(1 keV) [10^{-2} pn./cm^2 s kev]	1.8	1.75
$N_H[10^{20}$ cm$^{-2}]$	2.9	2.0

Radiomessungen der 21 cm Hyperfeinstruktur Linie des neutral Wasserstoffs ergeben einen Wert von 3.5 x 10^{20} cm^{-2} für die interstellare Wasserstoff-Säulendichte in der Richtung von MKN 501 (HEI75). Da die Ortsauflösung dieser Messungen nur 2° beträgt, das interstellare Medium jedoch nicht völlig homogen ist, ist der Wert der interstellaren Absorption in der genauen Richtung von MKN 501 aus den vorliegenden Radiodaten allerdings nur näherungsweise zu ermitteln. Aufgrund dieser Unsicherheit muß der N_H-Wert von 2.9 x 10^{20} cm^{-2} wohl als konsistent mit der Radiomessung betrachtet werden.

Spektralfits unter der Annahme des so bestimmten N_H-Werts liefern die folgenden Spektralparameter und χ^2-Werte:

	Potenz-Spektrum	Thermische Bremsstrahlung
α(Photon)	=2.82 ± 0.18	kT = 0.60 keV
I(1 keV)	1.84 ± 0.24	1.20
[10^{-2} ph/cm^{-2} s keV]		
χ^2 (1 DOF)	0.42	5.5

Die angegebenen χ^2-Werte deuten auf das Vorliegen eines Potenz-Spektrums hin, wenn auch in Anbetracht der Unsicherheit in der interstellaren Säulendichte ein thermisches Spektrum nicht ganz ausgeschlossen werden kann. Die LE-Daten geben aber in jedem Fall keinen Anhaltspunkt für etwaige intrinsische Absorption in der Quelle.

1.2 ME-Spektralfit

Die ME-Daten dieser Beobachtung wurden mit dem Interactive Analysis System bei ESOC, Darmstadt analysiert (STA86a). Der Fit mit einem Potenz-Spektrum lieferte folgendes Ergebnis:

	Potenz-Spektrum	Thermische Bremsstrahlung
α(Photon)	= 2.55 ± 0.10	kT = 2.61 ± 0.15 keV
I(1 keV)	2.40 ± 0.10	1.34 ± 0.07
[10^{-2} ph./cm^{2}s keV]		
χ^2	1.2	1.6
DOF	35	39

Für obigen Fit wurde ein N_H-Wert von $3.5 \cdot 10^{20}$ cm^{-2} angenommen. Wie in Abschnitt 1.1 ausgeführt, entspricht dies dem interstellaren Wert, der konsistent mit dem Ergebnis des LE-Spektralfits ist. Im Meßbereich des ME-Detektors, oberhalb von 1.2 keV führt eine solche Säulendichte aber zu keiner meßbaren Modifikation des Spektrums, so daß die gemachte Annahme unkritisch ist.

---

1 degree of freedom: Freiheitsgrad

1.3 Gemeinsamer Fit von LE und ME

Wie man sieht, sind die Potenzgesetz-Fitergebnisse in den beiden Experimenten miteinander konsistent. Dies bestätigt auch der gemeinsame Potenzgesetz-Fit und dessen χ^2-Wert:

	Potenz-Spektrum
α (Photon)	= 2.53 ± 0.11
I(1 keV) [10^{-2} ph/cm^{2}s keV]	2.20 ± 0.3
$N_H[10^{20}$ cm$^{-2}]$	3.1 ± 0.9
χ^2	1.4
DOF	38

2. Zeitliche Flußvariationen

Weder im ME noch im LE wurden statistisch signifikante Flußvariationen gefunden. Eine Variation von - z.B. - weniger als 20 % auf der 500 s Zeitskala läßt sich aber aufgrund der statistischen Güte der Daten nicht ausschließen.

IV. Die LMC-Beobachtungen

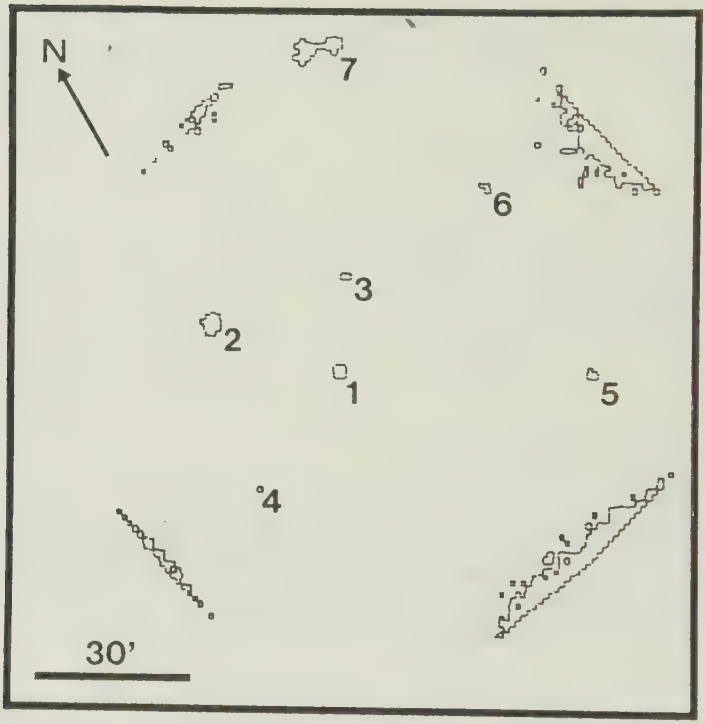


Abb.B.IV.1

Obiger Konturplot des Lexan-Teils der Beobachtung 322/83 zeigt alle Quellen, die mit mehr als 5σ nachgewiesen wurden. Dies sind:

1: LMC X-4
2: Supernova Überrest N 63 A
3: EXO531-6609 (neu)
4: HD 37935 (UV Kontamination)
5: EXO525-6648 (neu)
6: Supernova Überrest N 49
7: RS CVn System HD 36705

Die ausgedehnten Strukturen in den Ecken des Bildes sind Artefakte, die

durch den Ausleseprozeß an der Widerstandsanode zustande kommen.

1. LMC X-4

1.1 Integrale Quellzählraten

Die Filterzählraten der sechs Einzelbeobachtungen sind folgender Tabelle zu entnehmen. Die zugehörigen Integrationszeiten sind in Kapitel A.II.3 zu finden.

Tag/Jahr	LEX	ALP	BOR
		[Counts/s]	
291/83	0.2268 ± 0.0048		
303/83	0.0069 ± 0.0025		
318/83	0.2475 ± 0.0077		
322/83	0.1648 ± 0.0030	0.1336 ± 0.0049	0.0346 ± 0.0024
327/83	0.1367 ± 0.0064	0.0977 ± 0.0056	
116/84	0.0036 ± 0.0007	<0.0048	<0.0019

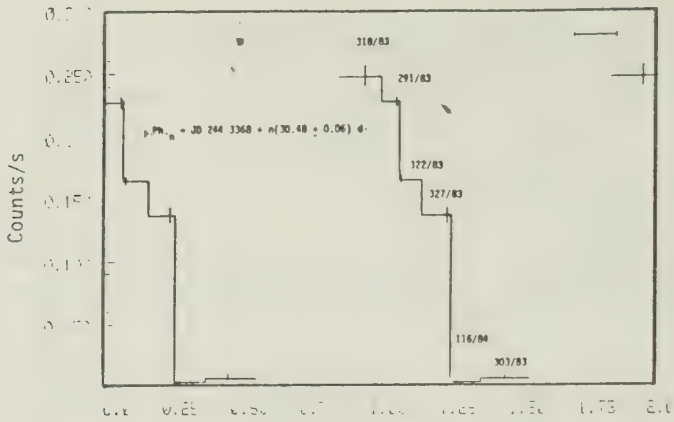
Bei den oberen Grenzen handelt es sich um 5σ Werte.

1.2 30.5-Tage on/off Periode

Faltet man die Lexan-Zählraten der sechs Einzelbeobachtungen bezüglich der in LAN81 angegebenen Ephemeride,

$$\Phi_n = \text{JD } 244\ 3368.0 + n\cdot(30.48 \pm 0.06)\text{d}$$

die aus HEAO-1 Daten gewonnen wurde, die einen Zeitraum von 500 Tage überdecken, so ergibt sich folgende Lichtkurve:



30.5 d Phase

Abb.B.IV.2

Die Größe des 1σ -Phasenfehlers ist in Abb.B.IV.2 rechts oben markiert. Die Abweichung bezüglich der ebenfalls abgebildeten Lichtkurve von LAN81 (B.IV.3) ist offensichtlich, und dürfte etwa 2σ bis 3σ ausmachen.

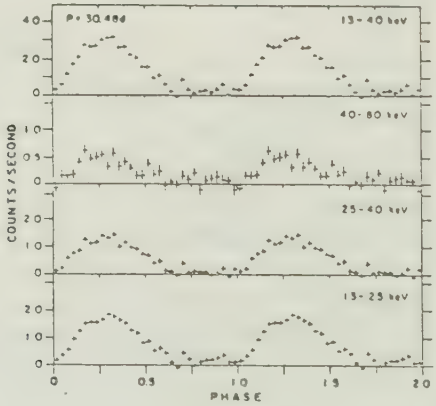


Abb.B.IV.3

Benutzt man den durch die Beobachtungen 327/83 und 116/84 definierten Abstieg ins Minimum, um zusammen mit der Phasenlage der HEAO-1 Beobachtungen eine verbesserte Periode zu bestimmen, so erhält

man, unter der Annahme strenger Periodizität:

$P_{neu} = 30.36 \pm 0.03$ d

Die hiermit bestimmte Phasenlage der EXOSAT-Beobachtungen (Phasennullpunkt wie in Abb.B.IV.3) zeigt Abb.B.IV.4.

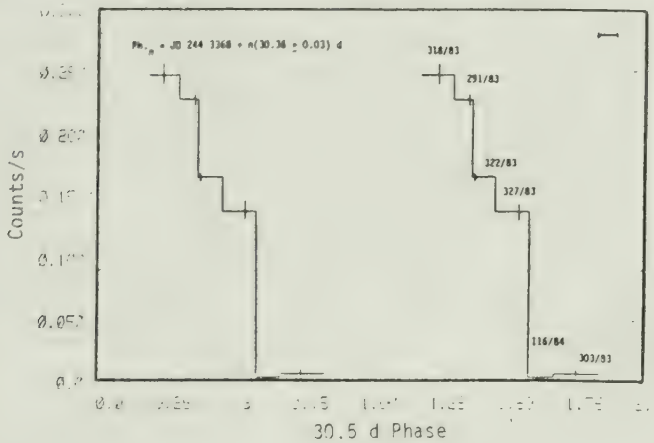


Abb.B.IV.4

Zu bemerken ist noch, daß auch im Minimum bezüglich der 30.5 Tage Periode signifikant von null verschiedene Lexan 3000 Flüsse gemessen wurden:

Jahr/Tag	Phase	Signifikanz
303/83	0.76 ± 0.07	2.8σ
116/84	0.62 ± 0.07	5.1σ

1.3 Der Bedeckungslichtwechsel

LMC X-4 zeigt einen Bedeckungslichtwechsel wobei der Begleiter alle 1.408395 Tage die Röntgenquelle bedeckt. Bei der Beobachtung 322/83 war beabsichtigt, eine ganze 1.4 Tage Periode zu überdecken. Aufgrund technischer Schwierigkeiten liegen aber nur von etwa der Hälfte dieser Zeit LE Daten vor. Insbesondere konnte die Röntgenbedeckung im LE nicht beobachtet werden. Beobachtung 116/84 fällt zwar wieder mit einer

Bedeckung zusammen; jedoch liegt diese Beobachtung zusätzlich in einem Minimum bezüglich der 30.5 Tage Periode, so daß während des Ein- und Ausstiegs aus der Bedeckung im ALP-und BOR-Filter nur obere Grenzen beobachtet werden konnten.

1.4 Nicht periodische Flußvariation - Flares und Dips

Hier sind zunächst die Zählratenplots derjenigen Beobachtungen abgebildet, die nicht in das Minimum der 30.5 Tage On/Off Periode fallen. Die Binweite beträgt 10 Minuten (Abb.B.IV.5, unten). Die ersten 25000 s von Beobachtung 322/83 (Filter: 3LX und ALP) sind außerdem mit einer Zeitauflösung von 2 Minuten dargestellt (Abb.B.IV.5, oben). Beobachtung 327/83, die zwei Flares zeigt, die auch im ME beobachtet wurden, ist schließlich -in Ausschnitten- mit einer Zeitauflösung von einer Minute (Abb.B.IV.6), sowie von 4.5 Sekunden (Abb.B.IV.7) abgebildet.

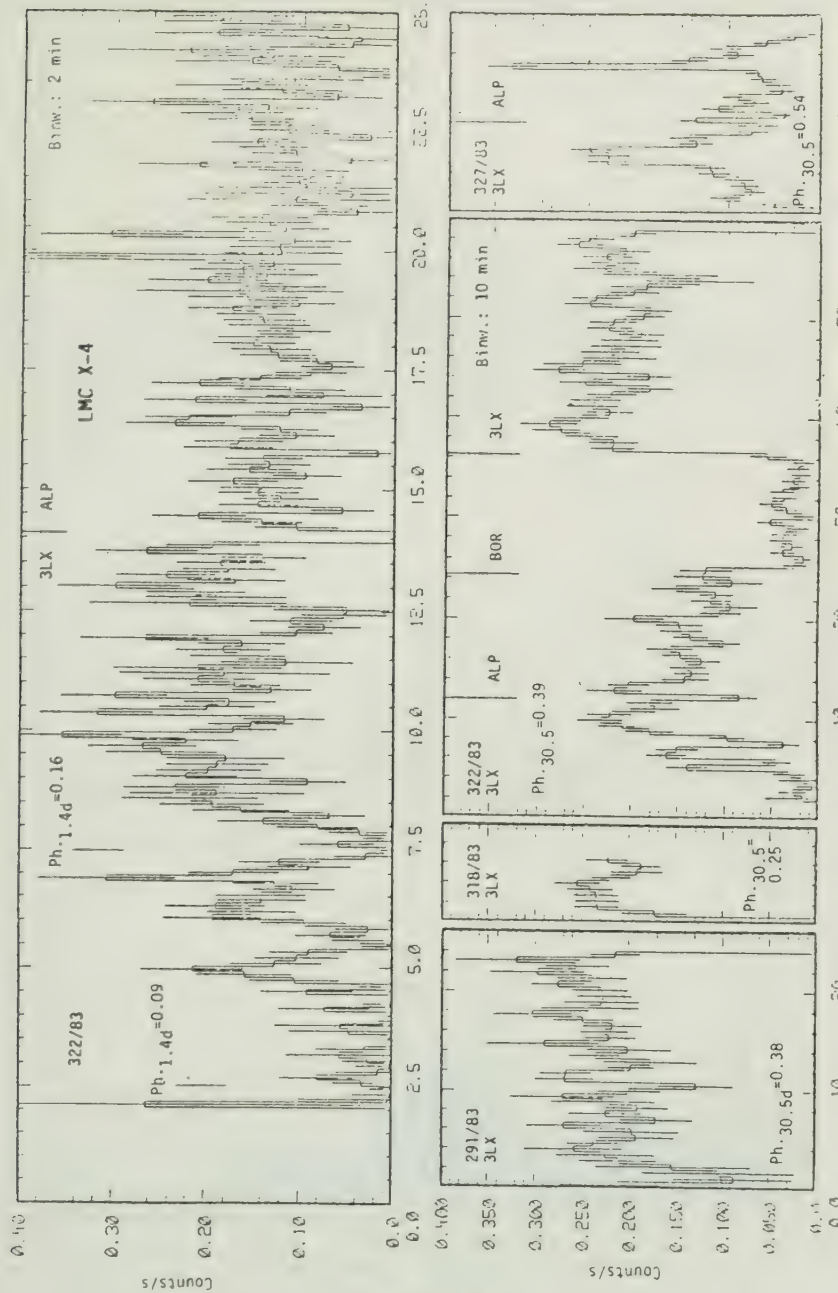

LMC X-4
322/83
3LX
ALP
Binw.: 2 min
Ph:1.4d=0.09
Ph:1.4d=0.16
counts/s
291/83
318/83
322/83
BOR
Binw.: 10 min
Ph:30.5d=0.38
Ph:30.5=0.25
Ph:30.5=0.39
Ph:30.5=0.54
10³ s (relative Zeit)

Abb.B.IV.5

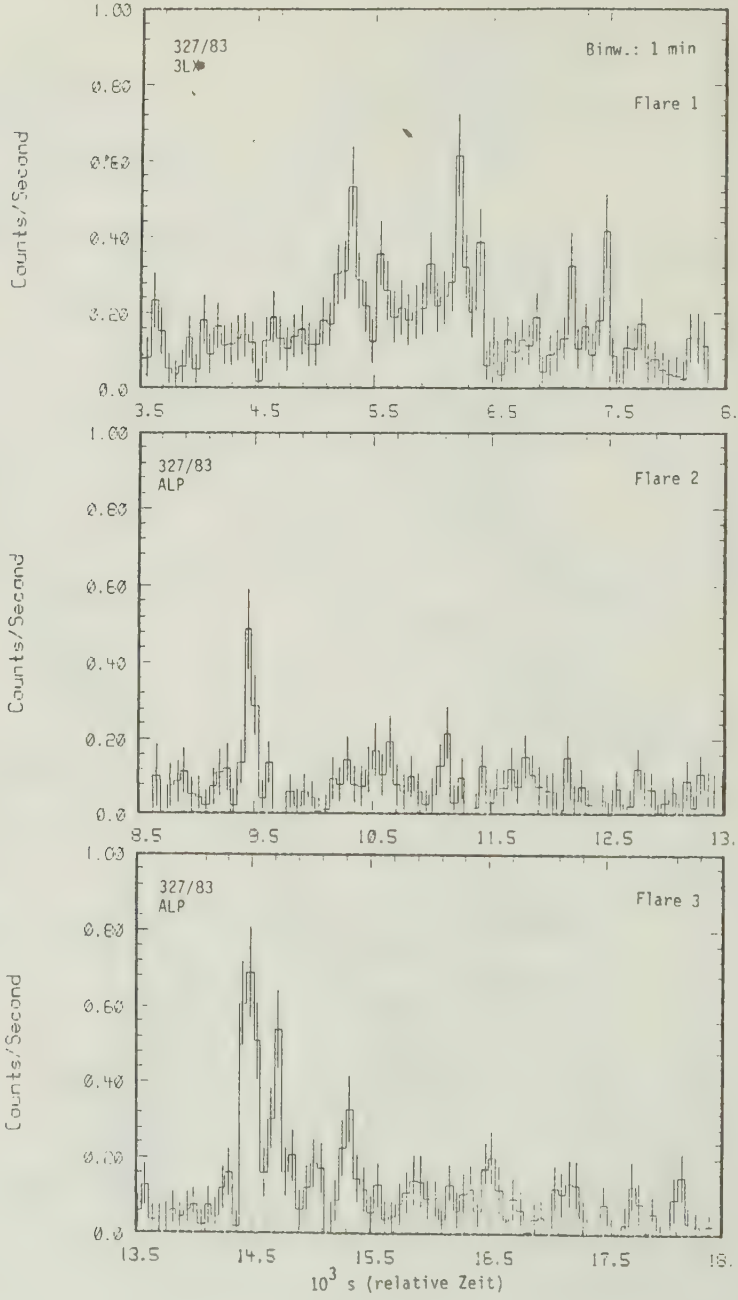

327/83
3L
Binw.: 1 min
Flare 1
Counts/Second
1.00
0.80
0.60
0.40
0.20
0.0
3.5
4.5
5.5
6.5
7.5
327/83
ALP
Flare 2
Counts/Second
8.5
9.5
10.5
11.5
12.5
327/83
ALP
Flare 3
Counts/Second
13.5
14.5
15.5
16.5
17.5
10^3 s (relative Zeit)

Abb. B.IV.6

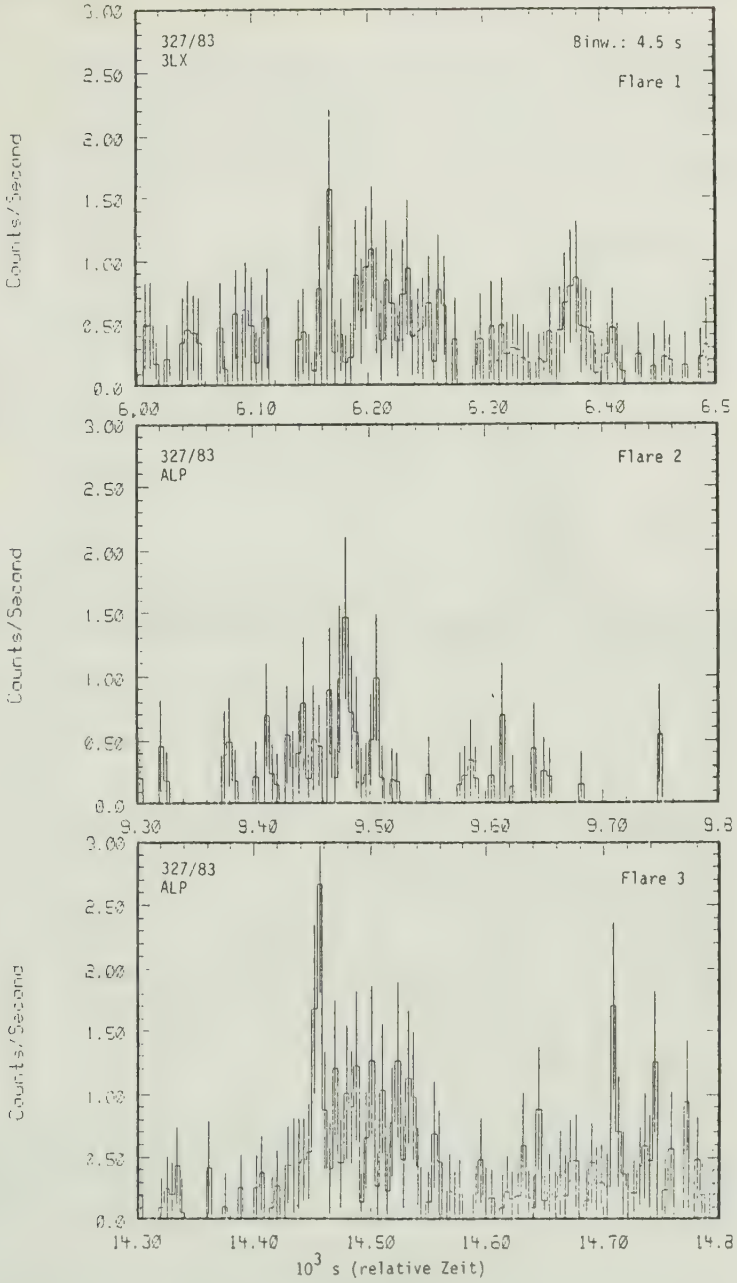

327/83
3LX
Binw.: 4.5 s
Flare 1
Counts/Second
3.00
2.50
2.00
1.50
1.00
0.50
0.0
6.00
6.10
6.20
6.30
6.40
6.5
327/83
ALP
Flare 2
Counts/Second
3.00
2.50
2.00
1.50
1.00
0.50
0.0
9.30
9.40
9.50
9.60
9.70
9.8
327/83
ALP
Flare 3
Counts/Second
3.00
2.50
2.00
1.50
1.00
0.50
0.0
14.30
14.40
14.50
14.60
14.70
14.8
10^3 s (relative Zeit)

Abb.B.IV.7

Die Phasenlage bezüglich der 30.5 und der 1.4 Tage Periode ist in den Plotrahmen vermerkt.

Beobachtung 291/83

Am Beginn dieser Beobachtung, etwa bei der Orbitphase 0.5, findet sich ein Dip-artiger Einbruch im Flußniveau. Die Signifikanz dieser Struktur ist in der nachfolgenden Tabelle angegeben. Da diese Struktur sehr nahe am Beginn der Beobachtung liegt, kann das Flußniveau vor dem Einbruch allerdings nicht zuverlässig bestimmt werden, so daß als alternative Interpretation auch möglich ist, daß es sich hierbei um ein zeitlich länger dauernde Flußerniedrigung handelt.

Beobachtung 322/83

Der Bedeckungswinkel[1] wurde aus den ME-Daten zu 27.1±1.0° (PTE85) bestimmt. Dies entspricht einem Ende der Bedeckung bei Phase 0.07. Der Beginn der LE-Daten fällt bei Beobachtung 322/83 auf Phase 0.11, wobei ein Anstieg des mittleren Zählraten-Niveaus bis etwa Phase 0.17 zu beobachten ist. Dieser Anstieg ist von mehreren Dips unterbrochen, in denen das Flußniveau mit null konsistent ist. Als kürzeste signifikante Variabilitätszeitskala ergab sich in diesem Datenstück 6 Minuten. In der Beobachtung 322/83 ist außerdem eine Zunahme des Flusses zwischen dem ersten und zweiten (1.4 Tage-Phase: 0.52) Lexan-Teil zu finden. Diese Zunahme ist auch dann signifikant, wenn man den Anfang des ersten Lexan-Teils ($t < 7500$ s; sh. Plot) nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse der quantitativen Untersuchung der Signifikanz dieser Strukturen ist in der nachfolgenden Tabelle zusammengefaßt.

Beobachtung 327/83

In dieser Beobachtung sind drei Flares zu finden (sh. Plot mit 2 Minuten Zeitauflösung). Zwei davon wurden zeitgleich im ME beobachtet. Ein weiterer Flare in der ME-Beobachtung liegt leider zeitlich hinter

1) Halber Winkel unter dem, vom Schwerpunkt des Systems aus gesehen, das vom Begleiter verdeckte Bahnsegment der Röntgenkomponente erscheint.

der LE-Beobachtung. Von den in beiden Experimenten beobachteten Flares sind hier zum Vergleich auch die ME-Zählraten abgebildet (PIE85). Es handelt sich dabei um die Argon-Zählraten aus dem Energiebereich 2 - 7 keV. Die Beschriftung der Zeitachse entspricht den LE-Zählratenplots der letzten Seiten.

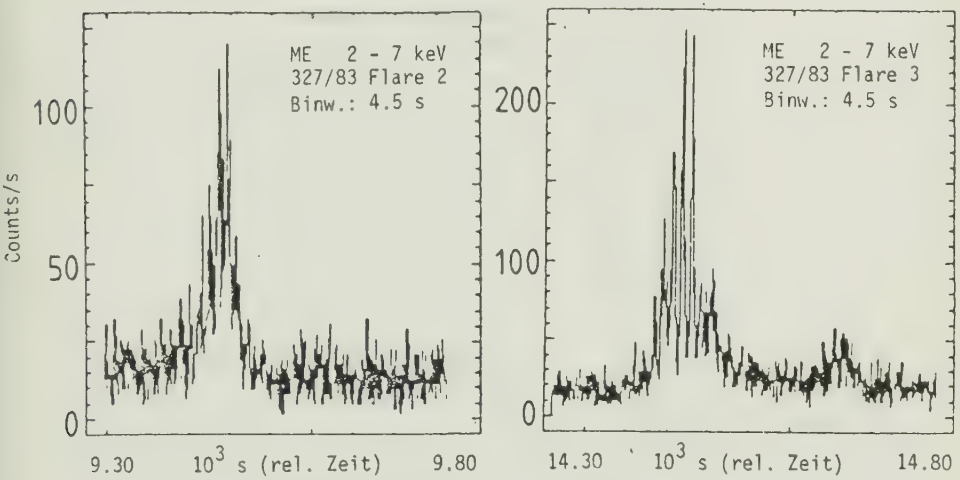


Abb.B.IV.8

Offensichtlich existieren bezüglich Anstiegs- und Zerfallszeit keine wesentlichen Unterschiede zwischen LE und ME.
Die 13.5 s Periodizität ist in den ME-Flares deutlich zu erkennen. Bei den LE-Zählratenplots wurde deshalb in der Absicht auch hier individuelle 13.5 Sekunden Pulse verfolgen zu können eine Binweite von 4.5 s (=13.5/3) gewählt. Bei im Mittel vier Ereignissen je Bin ist dies allerdings nicht möglich. Andererseits ist es aber möglich, eine Variabilitätszeitskala von <10 s während der Flares zu etablieren.

Die Signifikanz der oben erwähnten Strukturen, sowie das normierte χ^2 bezüglich des Mittelwerts der untersuchten Datenstücke ist folgenden Tabellen zu entnehmen:

Beobachtung	Zeitintervall	Binweite	Mittelwert	red. χ^2; dof
291/83	600- 1800 s	10 min	0.094±0.099	2.67; 1
	1800-24680 s	10 min	0.230±0.006	0.92: 37
322/83	3LX 1.Teil			
	(2136-13928 s)	10 min	0.099±0.010	13.83; 18
	8000-12000 s	10 min	0.178±0.010	5.51; 5
	2136- 8000 s	10 min	0.061±0.013	10.05; 8
	2136- 4700 s	1 min	0.009±0.016	1.78; 41
	4700- 5400 s	1 min	0.115±0.020	1.06; 10
	5400- 5900 s	1 min	0.006±0.015	1.47; 7
	5900- 7300 s	1 min	0.135±0.028	0.82; 22
	7300- 8000 s	1 min	0.007±0.029	0.83; 10
	12000-12600 s	1 min	0.058±0.038	1.69; 9
	12600-13928 s	1 min	0.192±0.034	0.85; 21
	ALP ganz	10 min	0.130±0.011	1.07; 16
	BOR ganz	10 min	0.032±0.006	0.73; 17
	3LX 2.Teil	10 min	0.227±0.012	1.15; 23
327/83	3LX ganz			
	(936- 8344 s)	10 min	0.127±0.011	9.75; 11
	936- 3500 s	1 min	0.060±0.014	1.52; 41
	3500- 5000 s	1 min	0.098±0.021	1.04; 24
	936- 5000 s	1 min	0.072±0.012	1.44; 66
	5000- 6400 s	1 min	0.234±0.015	2.99; 22
	ALP ganz			
	(8664-18480 s)	10 min	0.077±0.008	9.89; 15
	8664- 9400 s,			
	9600-14300 s	1 min	0.046±0.010	1.24; 89
	9400- 9600 s	1 min	0.360±0.124	2.37; 1
	14400-14800 s	1 min	0.383±0.074	5.43; 5
	14800-15500 s	1 min	0.112±0.019	2.91; 10
	15500-16600 s	1 min	0.089±0.025	0.69; 17
	16600-18480 s	1 min	0.012±0.014	2.04; 30

Beobachtung	Low-Niveau (Rel. Zeit wie im Plot)	High-Niveau	Signifikanz in σ
291/83	600- 1800 s	1800-24568 s	1.18
322/83	2136- 8000 s	8000-12000 s	7.13

	2136- 4700 s	4700- 5400 s	4.14
	5400- 5900 s	4700- 5400 s	4.36
	5400- 5900 s	5900- 7300 s	4.06
	7300- 8000 s	5900- 7300 s	3.18
	7300- 8000 s	8000-12000 s	5.57
	12000-12600 s	8000-12000 s	3.05
	12000-12600 s	12000-13928 s	2.63
	3LX 1.Teil	3LX 2.Teil	8.19
327/83	936- 5000 s	5000- 6400 s	8.43
	936- 3500 s	3500- 5000 s	1.51
	8664- 9400 s,		
	9600-14400 s	9400- 9600 s	2.52
	8664- 9400 s,		
	9600-14400 s	14400-14800 s	4.51
	8664- 9400 s,		
	9600-14400 s	14800-15500 s	3.07

Da im Fall der Beobachtung 291/83 die untersuchte Struktur am Beginn der Beobachtung liegt, ist leider keine Aussage über die Dauer der Flußerniedrigung möglich. Die beiden Flare-Ereignisse wurden zeitgleich auch im ME-beobachtet.

1.5 Pulsperiode

Die Periodenbestimmung nach der χ^2-Methode ergab unter Verwendung der ganzen, 36 Tage[1] überdeckenden LE-Daten eine beste Periode von 13.50700 $\pm$0.00003 s bei dP/dt = 0. Dieses Ergebnis ist allerdings nicht mit dem aus den ME-Daten von Beobachtung 322/83 bestimmten (PIE85) konsistent[2]. Dort wird P = 13.5019$\pm$0.0002 s angegeben. Ein von null

1) Damit sind die Beobachtungen 291/83 bis 327/83 gemeint; Beobachtung 116/84 liegt in einem Minimum bezüglich der 30 Tage on/off Periode von LMC X-4 und wurde wegen des niedrigeren Zählratenniveaus, sowie wegen des relativ großen zeitlichen Abstands zu den anderen Beobachtungen nicht benützt.

2) Wahrscheinliche Ursache: Auf eine Korrektur bezüglich der Signallaufzeit Satellit-Erde wurde hier verzichtet. Da der entsprechende Fehler mit maximal $\pm$0.7 s klein gegen die untersuchte Periode ist, schien dies zunächst gerechtfertigt, hat aber vermutlich zu der Inkonsistenz in der Periodenbestimmung geführt.

verschiedenes dP/dt konnte nicht nachgewiesen werden. Nachfolgend ist das Ergebnis der χ^2-Periodensuche für den aus den Beobachtungen 291/83, 318/83, 322/83 und 327/83 bestehenden Datensatz abgebildet:

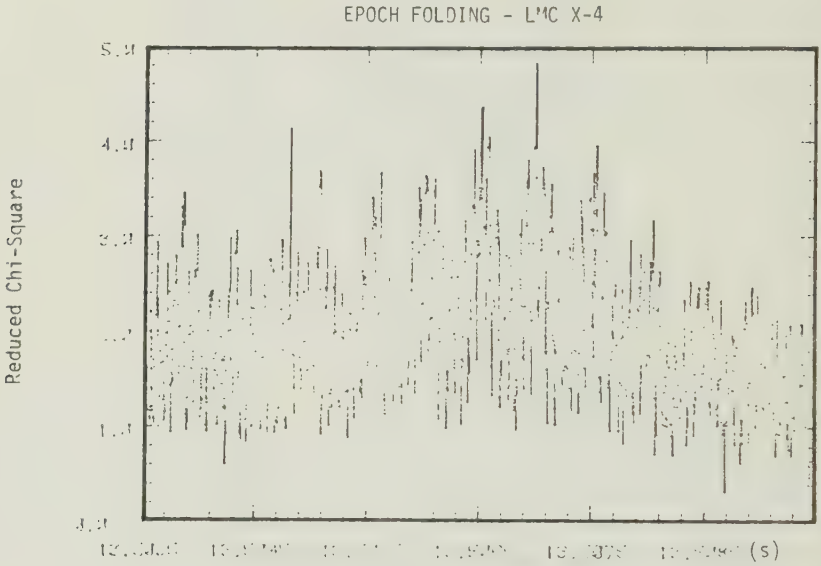


Abb.B.IV.9

Die Schwebungsstruktur ergibt sich aus der Fensterfunktion des Gesamtdatensatzes. Die Oszillation mit einer Periodizität von $6 \cdot 10^{-5}$ s entspricht der erwarteten Dreieckscharakteristik für einen Datensatz der Länge 36 Tage, wohingegen die Dreieckscharakteristik der Halbwertsbreite $2 \cdot 10^{-3}$ etwa der Länge einer Einzelbeobachtung entspricht. Diese Periode findet sich auch konsistent in den jeweiligen Einzelbeobachtungen. Als Beispiel hierfür ist für die -gesamte- Beobachtung 322/83 das Ergebnis des χ^2-Tests (Abb.B.IV.10), sowie der Fourier-Analyse (Abb.B.IV.11) angegeben:

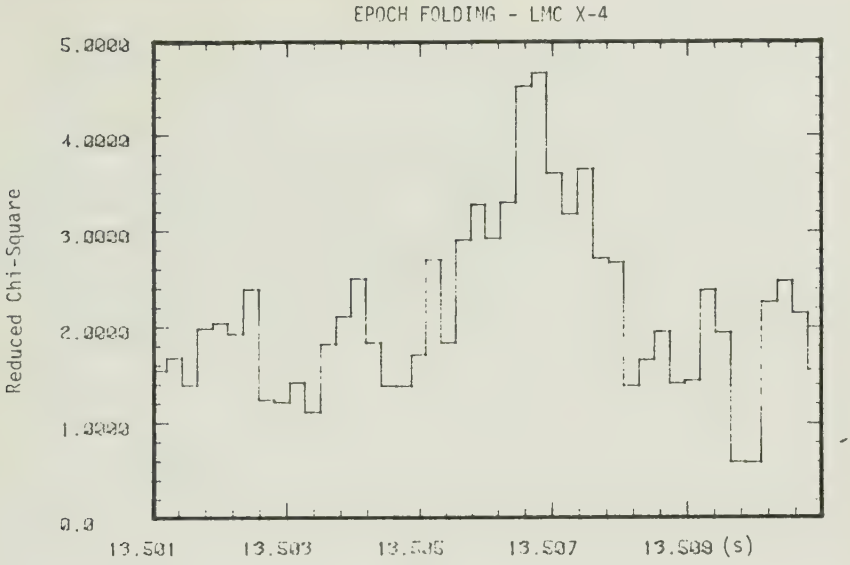


Abb.B.IV.10

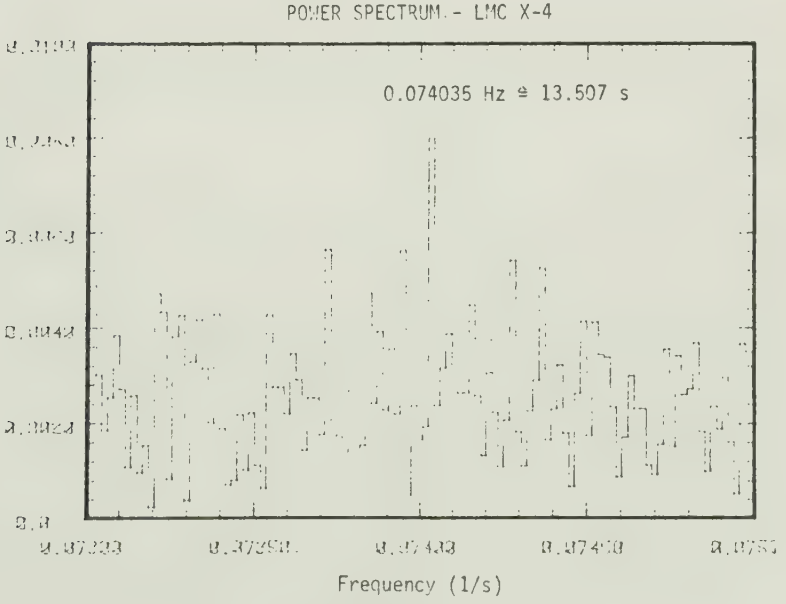


Abb.B.IV.11

1.6 Die 13.5 s Lichtkurve

Mit der oben bestimmten Periode wurden die LE-Daten aller Einzelbeobachtungen gefaltet. Hier sind für die Beobachtungen 291/83, 318/83, 322/83 und 327/83 jeweils für alle verwendeten Filter die Lichtkurven angegeben. Für den Zeitraum der beiden auch im ME beobachteten Flares in Beobachtung 327/83 wurden gesondert Lichtkurven erzeugt. Die Integrationszeit beträgt hier 120 bzw. 140 Sekunden.

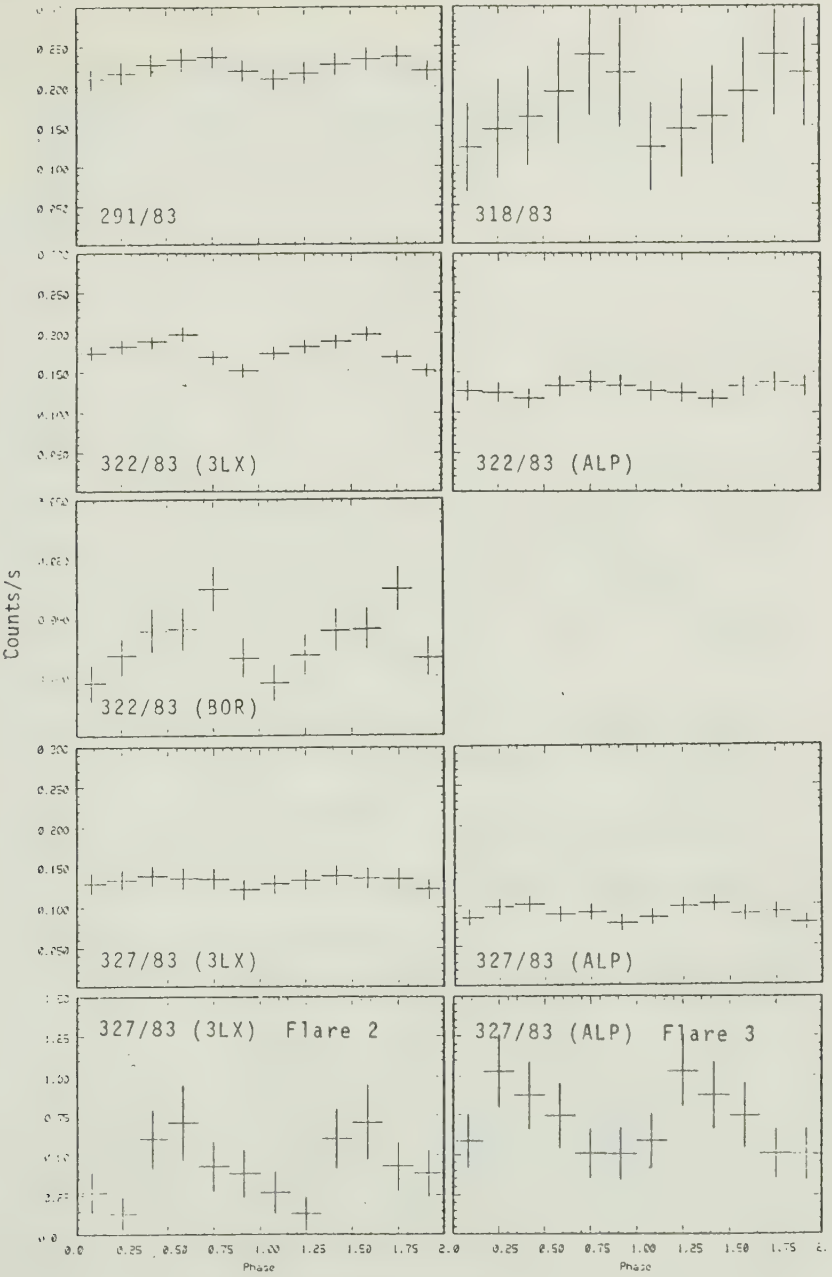

291/83
318/83
322/83 (3LX)
322/83 (ALP)
322/83 (BOR)
327/83 (3LX)
327/83 (ALP)
327/83 (3LX) Flare 2
327/83 (ALP) Flare 3
Counts/s
Phase
Phase

Abb.B.IV.12

Faltet man alle vorhandenen LE-Daten mit der genannten Periode, so ergibt sich folgende Lichtkurve:

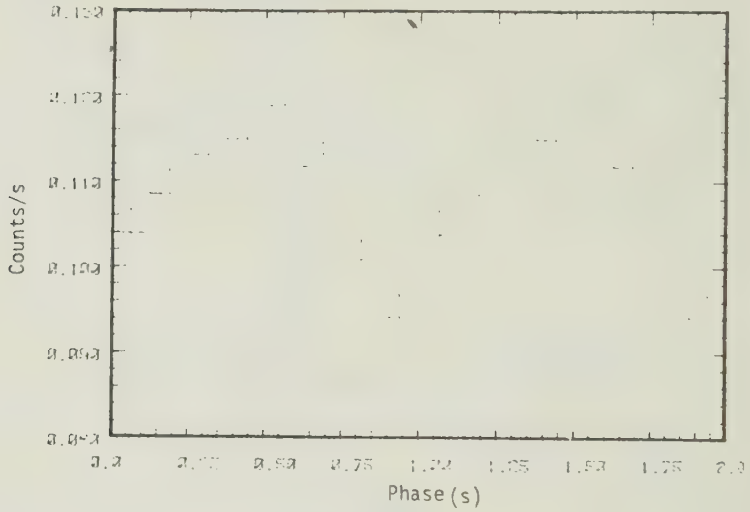


Abb.B.IV.13

Um den Modulationsgrad quantitativ zu bestimmen, wurden einige der Lichtkurven mit einer Funktion des Typs

$$f(t) = a_1 \cdot \sin(2\pi t + a_2) + a_3$$

gefittet. Man erhält folgende Parameter:

Beob.	Filter	a_1	a_2	a_3	Signifikanz
322/83	Lexan	0.018±0.005	0.89±0.05	0.183±0.004	3.6 σ
322/83	Boron	0.010±0.002	0.76±0.04	0.032±0.002	5.0 σ
327/83	AL/P	0.010±0.004	0.88±0.07	0.090±0.003	2.2 σ

Parameter a_1 und dessen 1σ Fehler erlaubt außerdem, die statistische Signifikanz der Modulation anzugeben. Betrachtet man das Lexan-zu-Boron-Verhältnis der beiden a_1 Parameter sowie der a_3 Parameter, so fällt auf, daß das Spektrum des gepulsten Anteils der Strahlung wesentlich härter ist, als der durch den Parameter a_3 repräsentierte konstante Anteil. Außerdem findet man, konsistent mit

den Ergebnissen der ME-Beobachtung, daß der Modulationsgrad wärend eines Flares deutlich höher als im Ruhezustand der Quelle ist. Es sei auch darauf hingewiesen, daß in einigen der Filterbeobachtungen (322/83 ALP, 327/83 LEX und ALP; s.a. obige Tabelle) keine signifikante Modulation gefunden wurde.

1.7 Bestimmung der Bahnelemente von LMC X-4

Zur Beschreibung des Verfahrens sei auf (BRU83) verwiesen. Als Startwerte werden die Parameter aus der simultanen ME-EXOSAT Beobachtung verwendet (PIE85), die wegen der um zwei (Ruhefluß) bis drei (Flare) Größenordnungen höheren Zählraten und der somit weit besseren Photonenstatistik, sowie wegen der bei höheren Energien größeren Modulation zu weit genaueren Orbit-Parametern führen. Diese auch aus den LE-Daten zu bestimmen, dient also lediglich dem Nachweis der Konsistenz der Ergebnisse. Diese erweist sich auch als gewährleistet. Folgende Tabelle stellt die aus den ME- und LE-Daten der Beobachtung 322/83 gewonnen Bahnparameter einander gegenüber.

	ME	LE	
		A)	B)
Bahnperiode	1.408395±0.000005 d	(1.408395)	1.53±0.09 d
a·sin i	26.0±0.2 lt.s[1]	26.0±0.7 lt.s	26.8±1.3 lt.s
T_0[JD]	244 5656.644±0.002	5656.625±0.005	5656.591±0.022

A) Der Wert für die Bahnperiode wurde vom ME-Fit übernommen.

B) Die Bahnperiode wurde ebenfalls aus der Pulsphasenverschiebung bestimmt

Nachfolgende Grafik zeigt die gemessenen Pulsphasenverschiebungen, die aus je 36 min LE-Daten gewonnen wurden, sowie -als durchgezogene Kurve- die dem ME-Bestfit entsprechene Pulsphasenverschiebung und die entsprechenden Residuen (oberer Kasten):

1) Lichtsekunden; 1 lt.s = $2.997 \cdot 10^{10}$ cm

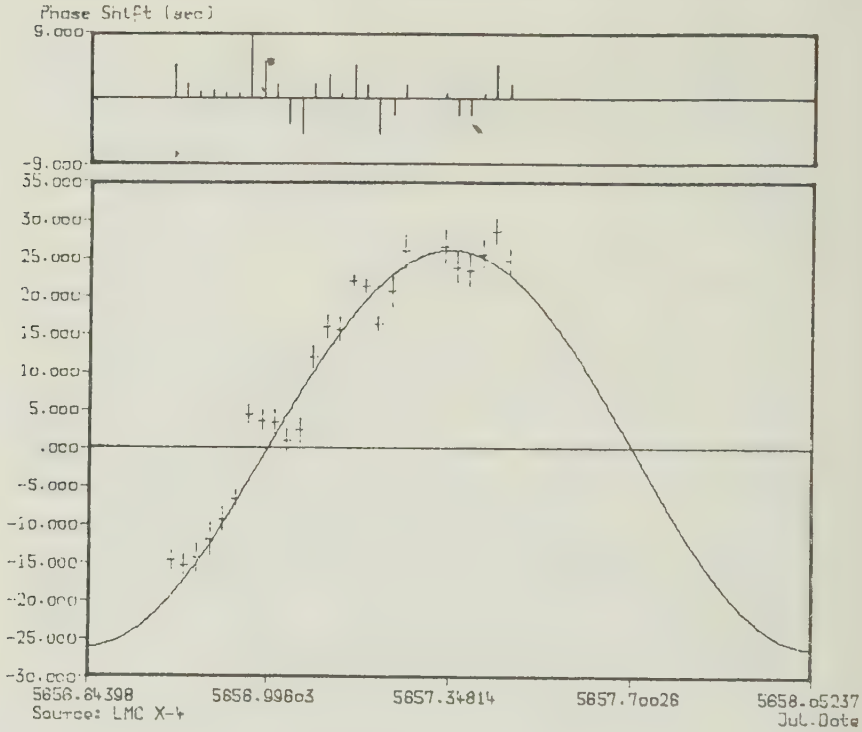


Abb.B.IV.14

1.8 Das Spektrum

Die ME-Daten der Beobachtung 322/83 genügen einem Potenzgesetz-Spektrum mit folgenden Parametern (PIE85):

$I(3\ keV) = 5.3 \cdot 10^{-3}$ Ph./cm^2 s keV

α (Photon) = 0.8134

$N_H = 0.0$

Außerdem wurde eine Eisenlinie bei 6.34 keV gefunden. Extrapoliert man dieses Potenzgesetz-Spektrum in den Meßbereich des LE-Teleskops, so resultieren folgende erwarteten Filter-Zählraten:

Filter	Zählraten [Counts/sec]		
	$N_H=0$	$N_H=2.5$	$N_H=5\cdot10^{19}$ cm^{-2}
3LX	0.221	0.160	0.135
ALP	0.095	0.071	0.067
BOR	0.033	0.031	0.030

Die Zählraten in der dritten Spalte ergeben sich, wenn die -unter der Nachweisgrenze des ME-Experiments liegende- interstellare Wasserstoff-Säulendichte in LMC-Richtung zugrunde gelegt wird.

Eine -im Rahmen der Zählratenstatistik- vollständige Übereinstimmung ist aufgrund der beobachteten Variabilität nicht zu erwarten. Allerdings fällt ein signifikanter Exzess bei der ALP-Zählrate auf (0.067 Counts/s; 4.7σ). Bei der Bestimmung dieser Signifikanz wurde ein systematischer Fehler der effektiven Fläche des LE-Instruments von 10% zugrunde gelegt (Hauptbeitrag: 'Flap'-Korrektur; sh. Abschnitt B.I.1.3, EXE12 und FOT Handbuch Rev.2 Sect. 8.1). Der Exzess der 3LX-Zählrate ist unter dieser Annahme nicht signifikant (1.8σ). Geht man von einer Wasserstoff-Säulendichte aus, die beträchtlich unter dem angenommenen galaktischen Wert liegt (sh. Spalte 2 in obiger Tabelle), so vermindert sich die Signifikanz des ALP-Exzesses nur unwesentlich (4.4σ).

2. Neue Quellen

2.1 EXO 531-6609

Koordinaten: $5^h\ 31^{min}\ 10\overset{s}{.}0 \pm 1\overset{s}{.}6$ $-66°\ 9'\ 12\overset{''}{.}0 \pm 10\overset{''}{.}0$

Mittlere Zählraten:

	3LX	ALP	BOR
		[Counts/s]	
291/83	0.0339±0.0029 (11.2)		
303/83	0.0463±0.0078 (5.3)		
318/83	0.0490±0.0054 (6.7)		
322/83	0.0419±0.0024 (14.9)	0.0186±0.0031 (5.3)	0.0088±0.0019 (4.2)
327/83	0.0271±0.0033 (7.3)	0.0163±0.0031 (5.9)	

In Klammern ist jeweils die Signifikanz des Quellnachweises angegeben.

Variabilität

Abb.B.IV.15 (Seite 76) zeigt die Zählratenplots dieser Quelle. Die Integrationszeit beträgt 30 Minuten. Die reduzierten χ^2-Werte bezüglich des Mittelwerts bei einer Binweite von 10 Minuten sind für die einzelnen Filterbeobachtungen folgender Tabelle zu entnehmen:

Beobachtung	3LX	ALP	BOR
291/83	0.32 (39)		
303/83	1.20 (2)		
318/83	1.38 (8)		
322/83	0.99 (56)	1.35 (17)	1.04 (15)
327/83	3.37 (10)	1.63 (15)	

In Klammern ist jeweils die Zahl der Freiheitsgrade vermerkt. Mit Ausnahme des Lexan-Teils von Beobachtung 327/83 ergibt sich kein Indiz für Variabilität.

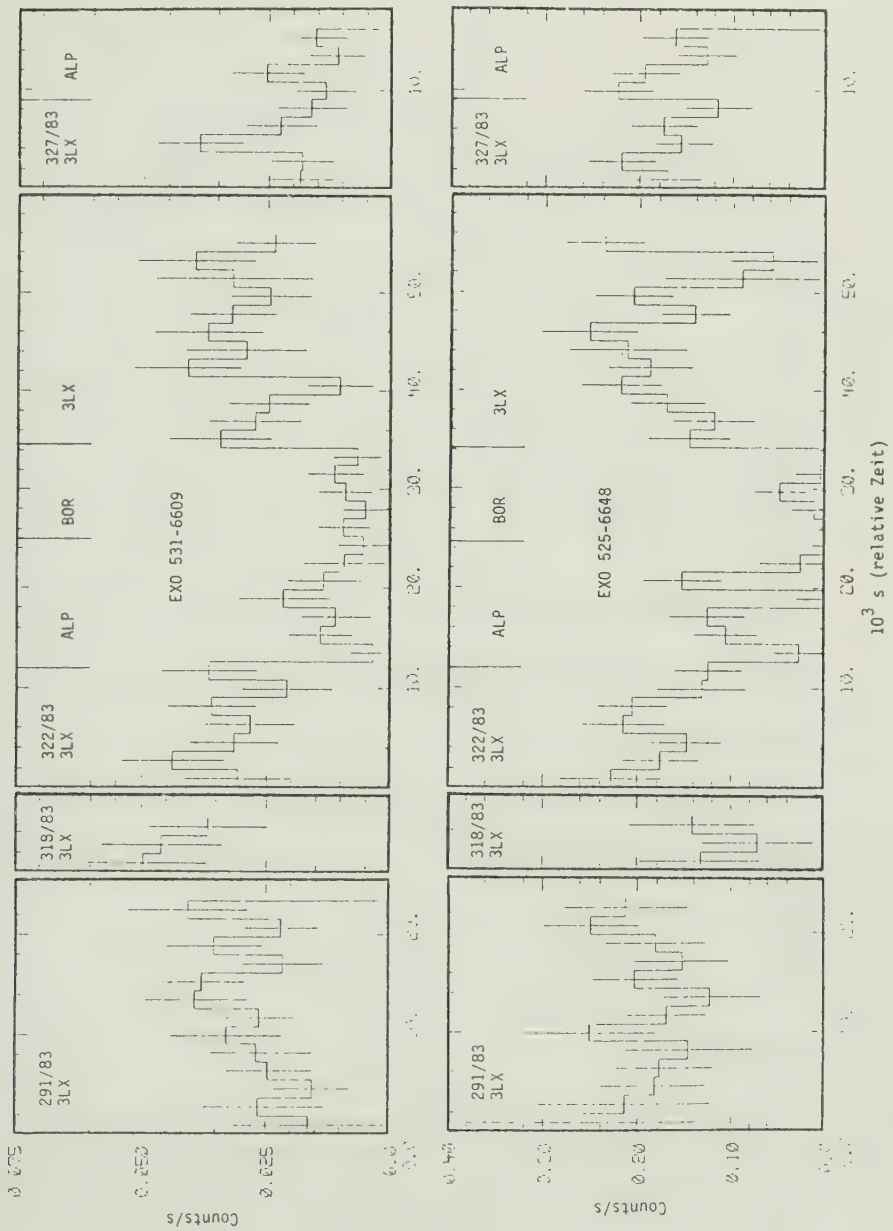

291/83
3LX
318/83
3LX
322/83
3LX
ALP
BOR
3LX
EXO 531-6609
327/83
3LX
ALP
291/83
3LX
318/83
3LX
322/83
3LX
ALP
BOR
3LX
EXO 525-6648
327/83
3LX
ALP
Counts/s
Counts/s
10^3 s (relative Zeit)

Abb.B.IV.15

Spektrum

Die Filterzählraten der Beobachtung 322/83 werden durch folgendes Potenzgesetzspektrum befriedigt:

$I(1keV) = 2.7 \cdot 10^{-3}$ Ph./cm^2 s keV
α(Photon) = 0.77
$N_H = 0.30 \cdot 10^{20}$ cm^{-2}

Fixiert man die Wasserstoff-Säulendichte auf dem galaktischen Wert von $5 \cdot 10^{20}$cm^{-2}, so erhält man ein nicht ganz so hartes Spektrum:

$I(1\ keV) = (2.6 \pm 0.9) \cdot 10^{-3}$ Ph./cm^2 s keV
α(Photon) = 0.93 ± 0.40
χ^2 (dof) = 0.2 (1)

2.2 EXO 525-6648

Koordinaten: $5^h\ 25^{min}\ 34\overset{s}{.}9 \pm 1\overset{s}{.}6$ $-66°\ 48'\ 29\overset{''}{.}4 \pm 10\overset{''}{.}0$

Mittlere Zählraten:

	3LX	ALP	BOR
		[Counts/s]	
291/83	0.2829±0.0099 (13.2)		
303/83	0.2814±0.0215 (5.5)		
318/83	0.2403±0.0114 (4.7)		
322/83	0.2562±0.0073 (19.4)	0.1763±0.0101 (7.2)	<0.0204 (3)
327/83	0.2654±0.0098 (11.0)	0.2324±0.0084 (11.2)	

Variabilität

Das reduzierte χ^2 der oben angegebenen Lexan-Filterzählraten bezüglich des Mittelwerts von 0.14 bei 4 Freiheitsgraden ist mit der Annahme konstanten Quellflusses in allen Beobachtungen verträglich. Bei einer Binweite von 10 Minuten ergeben sich für die einzelnen Filterbeobachtungen folgende χ^2-Werte:

Beobachtung	3LX	ALP
291/83	1.01 (39)	
318/83	0.32 (8)	
322/83	1.42 (56)	1.27 (17)
327/83	0.66 (10)	1.25 (15)

Bezüglich der Zählratenplots (Integrationszeit: 30 Minuten) sei wieder auf Abb.B.IV.15 (Seite 76) verwiesen.

Spektrum

Da die Quelle im Boronfilter nicht gesehen wurde, ist mit nur zwei Filterzählraten ein Spektralfit nicht sinnvoll. Man findet aber, daß die beobachteten Filterzählraten mit Photonenindizes kleiner als 1.5 (für $N_H = 0$) nicht verträglich sind.

3. Weitere bekannte Röntgen-Quellen im Gesichtsfeld

3.1 Supernova-Oberrest N 49 / Gamma-Burst-Quelle (5.März 79)

Der auch vom EINSTEIN-Satelliten her als Röntgen-Strahler bekannte Supernova-Überrest erregt Interesse, hauptsächlich weil die Error-Box des am 5. März 1979 beobachteten Gammastrahlen-Bursts größtenteils im Gebiet seiner optischen- und Röntgen-Emission liegt.

Die Zählraten

	3LX	ALP	BOR
		[Counts/s]	
291/83	0.0864±0.0169		
303/83	0.1133±0.0294		
318/83	0.0838±0.0356		
322/83	0.1233±0.0181	0.0875±0.0176	0.0513±0.0113
327/83	0.0811±0.0137	0.0626±0.0117	
Mittelwert	0.0947±0.0170	0.0702±0.0195	
/dof	1.05/4	1.39/1	
Von EINSTEIN erwartet	0.067	0.050	0.025

Spektrum

Für die auf der Basis der EINSTEIN-Messung vorhergesagten EXOSAT-Zählraten wurden das von LON81 angegebene Bremsstrahlungsspektrum mit einem kT von 0.40 keV und einer Gesamtsäulendichte von $3 \cdot 10^{21}$ cm^{-2} benutzt. Andererseits liefert ein Spektralfit der gemittelten EXOSAT-Zählraten ein kT von 0.67 keV, sowie einen N_H-Wert von $3.59 \cdot 10^{21}$ cm^{-2}. Bei drei freien Parametern und drei unabhängigen Zählraten ist eine Fehlerangabe leider nicht möglich. Da LON81 aber systematische Fehler von bis zu 50% angeben, können beide Ergebnisse als konsistent betrachtet werden.

Variabilität

Die χ^2-Werte bezüglich des Mittelwerts der einzelnen Filterzählraten geben sicher keinen Anlaß, Variabilität der Quelle zu postulieren. Dies gilt ebenfalls für die Variabilität innerhalb der Einzelbeobachtungen. Die reduzierten χ^2-Werte bezüglich des Mittelwerts bei einer Binweite von 600 s zeigt folgende Tabelle. Die Zahl der Freiheitsgrade ist wieder in Klammer angegeben.

Beobachtung	3LX	ALP	BOR
291/83	0.79 (39)		
318/83	0.27 (8)		
322/83	1.51 (56)	1.57 (17)	0.67 (17)
327/83	1.11 (10)	1.28 (15)	

Im Hinblick auf die Tatsache, daß N 49 mit der Position des Gamma-Burst-Ereignisses vom 5.März 1979 zusammenfällt, wurden die Daten auch auf Kurzzeitvariabilität auf der Zeitskala bis zu 10 Sekunden untersucht. Signifikante Flußvariationen auf dieser Zeitskala wurden nicht gefunden.

Ausdehnung der Quelle

Der Fit eines Gauß-Profils mit der Verteilung der Quellphotonen liefert eine HEW von 3.9'±0.3'. Dieser Wert ist mit der HEW der Punktbild-Funktion an der entsprechenden Stelle des Gesichtsfeldes von 4.7' zu vergleichen. Im Rahmen der vorliegenden Beobachtungen ist N 49 also als Punktquelle zu betrachten, wobei als obere Grenze für die Ausdehnung des Supernova-Überrestes 4.8' angegeben werden können.

3.2 Der Supernova-Oberrest N 63 A

Die Zählraten

	3LX	ALP	BOR
		[Counts/s]	
291/83	0.1520±0.0113		
303/83	0.1335±0.0127		
318/83	0.1829±0.0095		
322/83	0.2231±0.0094	0.1245±0.0084	0.0513±0.0061
327/83	0.1814±0.0090	0.1272±0.0075	
Mittelwert	0.1805±0.0090	0.1260±0.0112	
χ^2/dof	10.2/5	0.06/1	

Spektrum

Der Fit eines Bremsstrahlungsspektrums an die mittleren Filterzählraten liefert ein kT von 0.27 keV, sowie eine Wasserstoff-Säulendichte von $3.2 \cdot 10^{21}$ cm^{-2}. Das in LAN81 angegebene Bremsstrahlungsspektrum ($kT=0.2$ keV, $N_H=3 \cdot 10^{21}$ cm^{-2}) führt zu folgenden Vorhersagen für die EXOSAT-Filterzählraten:

3LX	ALP	BOR
	[Counts/s]	
0.183	0.131	0.036

Dies entspricht im Rahmen der statistischen Schwankungsbereite gerade dem EXOSAT-Ergebnis (normiertes $\chi^2=2.23$ bei 2 Freiheitsgraden).

Variabilität

Betrachtet man die Lexan-Zählraten der einzelnen Beobachtungen, so findet man eine überstatistische Streuung. Dies drückt sich auch in den hohen χ^2-Werten aus, die die Streuung der einzelnen Filterzählraten um den Mittelwert beschreiben. Andererseits findet man innerhalb der Einzelbeobachtungen keine signifikante Variabilität. Dies sei wieder durch die Angabe der χ^2-Werte der Zählraten bezüglich des Mittelwerts für die einzelnen Filterbeobachtungen demonstriert. Die Binweite beträgt 10 Minuten.

Beobachtung	3LX	ALP	BOR
291/83	0.79 (39)		
318/83	1.05 (8)		
322/83	0.84 (56)	1.07 (17)	1.87 (15)
327/83	0.56 (10)	0.98 (15)	

Ausdehnung der Quelle

Wie bei N 49 liefert ein Fit der Verteilung der Quellereignisse eine HEW, die mit derjenigen einer Punktquelle an der betreffenden Stelle des Gesichtfeldes konsistent ist. Dies gilt für alle drei verwendeten

Filter. Daraus resultiert eine obere Grenze für den Durchmesser der Quelle von 2.4'.

3.3 HD 36705

Leider liegt das RS CVn System HD 36705 in allen vorliegenden Beobachtungen so nahe am Rand des Gesichtsfeldes, daß schwer vorhersagbare systematische Fehler in der Bestimmung des absoluten Flußniveaus berücksichtigt werden müssen. Dies liegt zum einen an der, wegen der Abbildungseigenschaften der Wolter-Optik, sehr ausgedehnten Punktbild-Funktion und zum anderen am hohen Gradienten der Untergrund-Zählrate, der zu Unsicherheiten in der Bestimmung des Untergrund-Niveaus führt. Andererseits bedingt die große Ausdehnung der Punktbild-Funktion ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, so daß die Unsicherheit im Hintergrund-Niveau auch zu einer erheblichen Unsicherheit im absoluten Quellflußniveau führt. Die folgenden Zählraten sind deshalb cum grano salis zu betrachten:

Beobachtung	3LX	ALP	BOR
		[Counts/s]	
291/83	0.523 ± 0.044		
322/83	0.321 ± 0.041	0.105 ± 0.034	<0.038 (3σ)
327/83	0.284 ± 0.040	0.132 ± 0.025	
116/83	0.450 ± 0.033	0.198 ± 0.047	0.119 ± 0.025

Bei den hier nicht aufgeführten Beobachtungen der LMC X-4 Region lag die Quelle nicht im Gesichtsfeld.
Aufgrund der genannten Schwierigkeiten wurde auf eine weitere wissenschaftliche Analyse dieser Daten im Rahmen der vorliegenden Arbeit verzichtet.

3.4 A0538-66

Zwei der Beobachtungen (303/83 und 322/83) wurden so angesetzt, daß die erwartete Phase Null der 16.7 Tage Flare-Periode (SKI81) überdeckt wurde. Die anderen vier Beobachtungen liegen bei folgenden Phasen:

Beobachtung	Phase
291/83	0.2
318/83	0.8
327/83	0.4
116/84	0.6

Die Quelle war jedoch in keinem Fall über der Nachweisschwelle. Als obere Grenzen (für Beobachtung 322/83) erhält man:

Filter	Obere Grenze (3σ) [Counts/sec]
LEX	<0.0060
ALP	<0.0056
BOR	<0.0079

Der Abschnitt 'Datenanalyse' wird hiermit abgeschlossen. Die wissenschaftliche Diskussion der Ergebnisse ist jeweils im entsprechenden Kapitel des Abschnitts C zu finden.

C

DISKUSSION

I. Stand der AGN-Physik

1.1 Begriffsdefinition und Historisches

Traditionell stellt man sich unter einer Galaxie eine statische, oder sich nur langsam entwickelnde Gesamtheit der Konstituenden Sterne, Gas und Staub vor. Diesem Bild entspricht die Hubblesche Stimmgabel-Klassifizierung in Spiralgalaxien, elliptische- und irreguläre Galaxien. Die Physik der Galaxien wird in diesem Bild im Wesentlichen durch den Energiehaushalt der Sterne bestimmt. Daß diese Vorstellung zumindest oberflächlich ist, ergab sich zuerst 1943 durch Seyferts Entdeckung (SEY43), daß eine Anzahl von Spiralgalaxien mit sehr hellen Kernen und starken hochangeregten Emissionslinien sehr große Linienbreiten aufwiesen, die als Doppler-Bewegung interpretiert Geschwindigkeiten von einigen tausend Kilometern pro Sekunde entsprechen. Weitere Anhaltspunkte kamen ab den späten fünfziger Jahren durch die Entdeckung von Radiogalaxien: Einerseits deutete die hohe Radio-Leuchtkraft in Anbetracht des einzig plausiblen Erzeugungsmechanismus durch Synchrotron-Strahlung relativistischer Teilchen auf das Ablaufen dramatischer Prozesse in den Radio-Galaxien hin. Zum Anderen ergab die realtiv hohe Winkelauflösung von Radio-Interferometer-Messungen, daß zumindest bei einer Reihe solcher Quellen das Emissionsgebiet klein gegen die Ausdehnung einer Galaxie ist. In diese Zeit fällt mit Cygnus A auch die Entdeckung der ersten Radioquelle mit Doppelkeulen-Struktur, sowie des optischen Jets in der Radiogalaxie M 87 (BAA56). Beides deutet auf den Ausstoß relativistischer Teilchen aus dem Kern der betreffenden Galaxie hin. Das entscheidende Jahr in der Geschichte der Erforschung aktiver Galaxien-Kerne ist aber 1963 (SCH63): Durch Mondokkultation konnte die Position der Radioquelle 3C 273 mit hinreichender Genauigkeit zur optischen Identifizierung bestimmt werden. Unter der Annahme einer Rotverschiebung von z = 0.158 konnten die breiten Emissionsstrukturen im Spektrum des betreffenden Objekts als Balmer-Linien sowie als MgII-Linie identifiziert werden. Interpretiert man die Rotverschiebung als kosmologisch, so ergibt sich die Leuchtkraft der Quelle im optischen Spektralgebiet zu 10^{46} erg/s je Frequenzdekade bei einem Emissionsgebiet

von weniger als 1 kpc. Zu einer Zeit als noch keine Pulsare und keine kompakten Röntgen-Quellen entdeckt waren, gingen die vorgeschlagenen Modellvorstellungen freilich nicht über Spekulationen hinaus. So wurden z.B. lange Zeit Alternativen zur kosmologischen Interpretation der hohen beobachteten Rotverschiebungen diskutiert. Die sich letztendlich durchsetzende Annahme eines massiven kompakten Objekts oder Schwarzen Loches im Zentrum einer Galaxie, das seinen Energiehaushalt durch Akkretion aus dem umgebenden Medium bestreitet, wurde aber bereits 1964 von Zel'dovich und Novikov (ZEL64) sowie von Salpeter (SAL64) vorgeschlagen.

Historisch hat sich die Klassifikation der aktiven Galaxien in Quasare, Seyfert-Galaxien, BL Lacertae-Objekte und N-Galaxien herausgebildet. Solange die Physik dieser Objekte aber noch nicht befriedigend verstanden ist, und insbesondere laufend neue Beobachtungstatsachen hinzukommen, muß diese rein phänomenologische Klassifikation allerdings als vorläufig betrachtet werden.

1.2 Klassifikation der AGNs nach ihrem optischen Erscheinungsbild

Quasare

Zunächst wurden Quasare als Punktquellen (daher ursprünglich der Name Quasistellare Objekte oder QSOs) mit starkem Ultraviolett-Exzess (verglichen mit einem Hauptreihenstern), variabler optischer Emission (Zeitskala Tage bis Jahre), sowie einem Spektrum mit breiten Emissionslinien angesehen, deren Rotverschiebung (z=0.04 bis 3.5), kosmologisch interpretiert, zu Leuchtkräften führt, die oberhalb derjenigen der hellsten Galaxien liegen. Verfeinerte Beobachtungstechniken haben aber bei einigen Quasaren gezeigt, daß diese in Galaxien eingebettet sind, so daß als optisches Klassifikationskriterium nur die breiten Emissionslinien hoher Rotverschiebung und die daraus resultierenden hohen Leuchtkräfte bleiben.

BL Lacertae-Objekte

Der 1929 von Cuno Hofmeister entdeckte Veränderliche BL Lacertae wurde 1968 mit einer extragalaktischen Radioquelle identifiziert (MAC68). Die ursprüngliche Definition der BL Lacertae-Objekte (STE76) umfaßt ein nichtthermisches optisches Kontinuum steiler als alpha = 2, die Abwesenheit starker Emissionslinien, kurze Variabiltäts-Zeitskalen großer Amplitude und eine starke und variable Polarisation.

Seyfert-Galaxien

Hinsichtlich des Emissionsspektrums und des nichttermischen Kontinuums entsprechen die Seyfert-Galaxien den Quasaren. Die Leuchtkräfte sind allerdings um einige Größenklassen kleiner. Die nichttermische Quelle ist in eine Spiralgalaxie eingebettet. Eine strenge Trennlinie zwischen Quasaren und Seyfert-Galaxien besteht nicht: die Zuordnung kann von der Güte der vorliegenden Daten abhängen.

2. Strahlungsmechanismen

Aktive Galaxien sind eine der spektakulärsten und noch nicht befriedigend verstandenen Objektklassen in der Astronomie. Mit Flüssen von teilweise mehr als 10^{45} erg/s je Frequenzdekade vom Radio- bis in den Gammabereich hinein stellen sie die leuchtkräftigsten Einzelobjekte im Universum dar. Flußvariationen auf Zeitskalen bis herunter zu Minuten geben Aufschluß über die Ausdehnung der Emissionsgebiete, wofür man Werte der Größenordnung 10^{11} cm (einige AE) erhält.

Zur Modellierung der beobachteten Spektren und Variabilitätszeitskalen sind in den letzten 20 Jahren verschiedene theoretische Ansätze gemacht worden. Die Vorstellung der Akkretion von typisch einer Sonnenmasse pro Jahr auf ein supermassives Schwarzes Loch von 10^6 bis 10^9 Sonnenmassen (erstmals Bondi 1952 und Salpeter 1964; später besonders Rees 1978) ist heute -zumindest als Arbeitshypothese- weitgehend akzeptiert. Die Freisetzung von Gravitationsenergie führt dabei über Schocks zur Entstehung von thermischen Plasmen mit $T_e \approx 10^9$ K oder auch zu relativistischen Elektronen mit

Potenzgesetz-Energieverteilung, wobei der Potenzgesetz-Index mit der Machzahl des Schocks verknüpft ist (ROT83).

Thermische Akkretionscheibenmodelle sind zunächst von Lynden-Bell 1969 und weiter von Pringle und Rees 1972, Shakura und Sunyaev 1973 und Novikov und Thorne 1973 vorgeschlagen worden. In der zunächst behandelten geometrisch dünnen, optisch dicken Standardscheibe würde man allerdings Temperaturen zwischen 10^5 und 10^6 K erwarten, wodurch das beobachtete nichtthermische Strahlungskontinuum nicht zu erklären ist. Dies hat zur Postulierung eines zusätzlichen optisch dünnen Gebietes geführt, in dem sich die geforderten hohen Temperaturen einstellen können: Bei Liang und Price 1977 ist dies eine symmetrisch zur Standardscheibe angeordnete Korona, die von jener beheizt wird. Nach Shapiro et al. 1976 hingegen führen Instabilitäten, die auftreten, wenn der Strahlungsdruck den Gasdruck übersteigt (Lightman-Eardley Instabilität) zu einer strahlungsdruckdominierten optisch dünnen geometrisch dicken inneren Scheibenzone, die durch viskose Prozesse in ihrem Inneren auf Temperaturen der Größenordnung 10^9 K erhitzt wird. Niederenergetische Photonen, die mit solchen heißen Plasmen wechselwirken, werden von den Elektronen durch inverse Comptonstöße zu höheren Energien gestreut, wobei sich in Abhängigkeit vom Comptonisierungsparameter y[1] ein Potenzgesetz-Spektrum ergibt (ungesättigte Comptonisierung), aus dem für $y \gg 1$, d.h. für große Streutiefen bei der Energie 3kT ein sogenannter Wienbuckel herauswächst. Dies ist von einer Reihe von Autoren für verschiedene Geometrien untersucht worden (Eardley et al. 1975, Katz 1976, Shapiro et al.1976, Sunyaev und Titarchuk 1980, Lightman und Rybicki 1980). Von Guilbert 1981 und Guilbert et al. 1982 sind hierzu auch zeitabhängige Probleme gerechnet worden.

Im nichtthermischen Fall wird vor allem das Synchrotron-self-Compton Modell diskutiert: Das meist flache Radiokontinuum wird -bei Gammafaktoren der Elektronen von 10 bis 10^3 und

1) Im nichtrelativistischen Fall gilt (RYB79): $y := \Delta E \cdot N_S$
$\Delta E := 4kT/mc^2$; mittlere relative Energie je Stoß
$N_S := \max(\tau, \tau^2)$; mittlere Anzahl der Stöße

geeigneten Magnetfeldstärken- als Synchrotron-Strahlung einer oder mehrerer selbstabsorbierter Komponenten interpretiert, wobei sich eine weitere Spektralkomponente im Röntgenbereich durch -einfache- Comptonstreuung der Synchrotron-Photonen, sowie von Photonen aus der Mikrowellen Hintergrundstrahlung an der selben Elektronenpopulation ergibt (Jones et al. 1974, Burbidge et al. 1974). Deren Potenzgesetz-Index entspricht demjenigen der Synchrotron-Komponenten und ist nur von der Steigung des Elektronenspektrums abhängig (z.B. Rybicki und Lightman, 1979). Der Abbruch des Synchrotron-Spektrums im Infrarot- bis UV Bereich wird durch Synchrotron-Verluste der Elektronen verursacht (Kardashev 1962, Worrall 1984).

In diesem Rahmen bietet sich auch ein Ansatz zum Verständnis der Jets die bei einigen Röntgenquellen und vor allem bei Radioquellen auf allen Längenskalen von unterhalb 1 pc bis in den kpc Bereich hinein beobachtet werden und sich vermutlich -nicht aufgelöst- in den Bereich der zentralen Energiequelle hinein fortsetzen (Blandford und Rees, 1974). Für BL Lac-Objekte ist z.B. vorgeschlagen worden, daß deren Gesamtemission von Synchrotron-self-Compton Strahlung in einem auf den Beobachter zu orientierten Jet (" relativistic beaming") dominiert wird (Königl 1981). Das Modell geht von einem entlang des Jets abnehmenden Magnetfeld und kontinuierlich nachbeschleunigten relativistischen Elektronen mit konstanter Potenzgesetz-Verteilung aus. Es erlaubt die Verknüpfung von Variabilitätszeitskalen, Magnetfeldstärke und Beamingfaktor.

Da dieses Modell auch zur Interpretation des Multifrequenz-Spektrums von 3C 371 und anderer BL Lac-Objekte herangezogen worden ist (WOR84), soll es hier etwas näher beschrieben werden.

2.1 Homogenes SSC Modell

Im Standard-Synchrotron-self-Compton Modell erzeut eine Potenzgesetz-verteilte Elektronenpopulation mit dem Spektralindex p zunächst Synchrotronphotonen mit dem Potenzgesetzindex $\alpha = (s-1)/2$ und durch einfache inverse Comptonstreuung dieser Photonen an den Elektronen

eine zusätzliche höherenergetische Spektralkomponente mit demselben Spektralindex. Die Synchrotronkomponente bricht auf der niederenergetischen Seite durch Selbstabsorption in der Quelle ab. Dies geschieht bei der Frequenz

$$\frac{\nu_m}{1\ \mathrm{GHz}} = \left[\frac{F(\nu_m)}{1\ \mathrm{Jy}}\right]^{2/5} \left[\frac{B}{1\ \mathrm{G}}\right]^{1/5} \left[\frac{\Theta}{1''}\right]^{-4/5} \qquad \text{(C.I.1)}$$

wobei Θ den Winkeldurchmesser des Emissionsgebiets bezeichnet. Unterhalb von ν_m wird das Photonenspektrum unabhängig vom Elektronen-Spektralindex durch

$$\frac{dN(E)}{dE} \sim E^{5/2} \qquad \text{(C.I.2)}$$

beschrieben. Zu hohen Energien hin bricht das Synchrotronspektrum wie bereits erwähnt aufgrund von Synchrotron- und Compton-Verlusten der Elektronen ab. Dabei sind, wie folgende, PAC77 entnommene Abbildung zeigt, verschiedene Fälle zu unterscheiden:

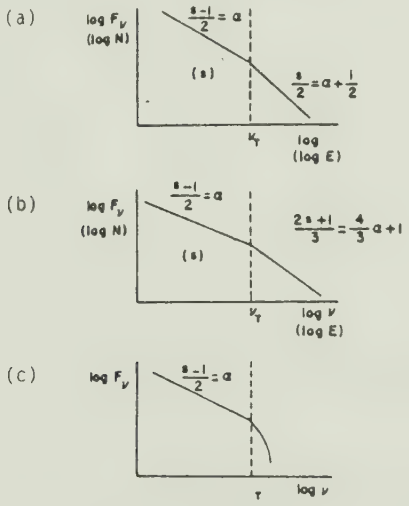


Abb.C.I.1

Die Abbruchfrequenz ist jeweils durch

$$\frac{\nu_c}{1\ \mathrm{GHz}} \approx \left[\frac{B}{1\ \mathrm{G}}\right]^{-3} \left[\frac{t}{1\ \mathrm{a}}\right]^{-2} \qquad \text{(C.I.3)}$$

gegeben. Fall (a), in dem sich oberhalb von ν_T ein Potenzgesetz-Energieindex von $\alpha+1/2$ einstellt, liegt eine, zum Zeitpunkt t=0 beginnende, kontinuierliche Nachlieferung von mit dem Index s Potenzgesetz-verteilten Elektronen zugrunde. Fall (b) zeigt das Spektrum, das sich zum Zeitpunkt t nach dem Ende der Zuführung eines solchen Elektronen-Spektrums ergibt. Hier stellt sich oberhalb von ν_T ein Potenzgesetz-Energieindex von $4/3\alpha+1$ ein. Sowohl Fall (a), wie Fall (b) basieren auf der Annahme konstanter, zufällig verteilter Pitch-Winkel[1]. Werden die Pitch-Winkel, etwa durch Inhomogenitäten im Magnetfeld, laufend geändert, so daß jedes Elektron dasselbe effektive Magnetfeld sieht, so würde man andererseits, wie in (c) dargestellt, oberhalb von ν_T einen wesentlich steileren Abbruch des Spektrums erwarten (KEL74, PAC77).

Die Compton-Katastrophe

Ein Problem, das in diesem Zusammenhang auftritt, ist die sogenannte Compton-Katastrophe. Wenn die Strahlungstemperatur einer ausgedehnten Radioquelle 10^{12} K übersteigt, so übertrifft der Comptonfluß den Synchrotronfluß. Im Sinne einer oberen Grenze ist dieses Argument auch auf Punktquellen anwendbar. Außerdem kann man bei Punktquellen die Größe des Emissionsgebiets auch anhand der kürzesten beobachteten Variabilitätszeitskala abschätzen. Wenn man für eine Quelle aufgrund ihrer beobachteten Leuchtkraft und Winkelausdehnung eine Strahlungstemperatur jenseits von 10^{12} K erhält und dennoch keinen hohen Comptonfluß beobachtet, so bietet sich als möglicher Ausweg die Annahme, daß sich das Emissionsgebiet mit relativistischer Geschwindigkeit auf den Beobachter zubewegt, wobei sich für den beobachteten Fluß ein im folgenden noch angegebener Verstärkungsfaktor ergibt (relativistic beaming).

Relativistic Beaming

Im Ruhesystem der Quelle bewege sich das Emissionsgebiet unter dem Winkel Θ zum Sehstrahl mit der Geschwindigkeit βc auf uns zu.

1) Winkel zwischen Magnetfeld und Geschwindigkeitsvektor des Elektrons

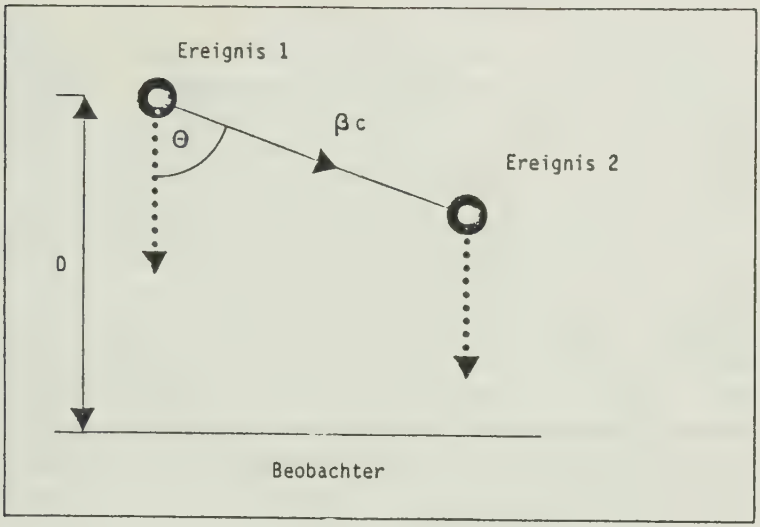


Abb.C.I.2

Betrachtet man in obiger Abbildung Ereignis 1 und Ereignis 2 sowohl im Ruhesystem des Emissionsgebiets, sowie in dem -Lorentztranformierten-System des Beobachters, so ergibt sich:

Ruhesystem der Quelle:

Ereignis 1: $x' = 0$ $t' = 0$

Ereignis 2: $x' = 0$ $t' = t_s$

System des Beobachters:

Ereignis 1: $x = 0$ $t = 0$

Ereignis 2: $x = -\gamma\beta c \cos\Theta t_s$ $t = \gamma t_s$

Der Beobachter sieht Ereignis 1 zur Zeit $t_1 = D/c$ und Ereignis 2 zur Zeit $t_2 = (D - \gamma\beta c \cos\Theta t_s)/c + \gamma t_s$. Der zeitliche Abstand beider Ereignisse beträgt im Ruhesystem also t_s und im System des Beobachters $t_{obs} = t_2 - t_1 = t_s \cdot \gamma(1 - \beta\cos\Theta) =: t_s/\delta$, wobei δ der relativistische Dopplerfaktor ist. Im Fall von $\beta\delta > 1$ findet der Beobachter scheinbare Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit (superluminal motion). Diese wird bei gegebenem β für $\Theta = \arcsin(1-\beta^2)$ maximal. Außerdem wird ein Beobachter im Fall $\delta > 1$ die aus der kürzesten

Variabilitätszeitskala abgeleitete Ausdehnung der Quelle unterschätzen. Für den weiter oben erwähnten Flußverstärkungsfaktor, wenn sich die Quelle auf den Beobachter zubewegt, erhält man, hier nicht näher ausgeführt δ^4.

Die beiden letztgenannten Effekte sind geeignet, das Problem der Compton-Katastrophe -unter der Annahme $\delta > 1$- zu umgehen.

Ein anderer Ausweg wäre, von einer hinreichend großen Winkelausdehnung des Emissionsgebiets auszugehen, so daß die Strahlungstemperatur kleiner 10^{12} K wird. Dies scheitert aber an dem Zusammenhang zwischen Selbstabsorptionsfrequenz, Ausdehnung der Quelle und Magnetfeldstärke (sh. Beziehung C.I.1). Da die Wahl der Selbstabsorptionsfreqenz durch die Daten eingeschränkt ist, führt dies zu der Annahme hoher Magnetfeldstärken. Große Magnetfeldstärken führen aber andererseits zu kürzeren Synchrotron-Energieverlust Zeitskalen, was nicht mit der beobachteten Krümmung der Spektren im Infrarot- bis UV-Gebiet vereinbar ist (vgl. Beziehung C.I.3-5). Es zeigt sich somit, daß die beobachteten Synchrotron-zu-Compton Flüsse im Rahmen des homogenen SSC-Modells in der Regel nur unter der Annahme $\delta > 1$ erklärt werden können. Große δ-Werte bedeuten aber wegen der δ^4-Abhängigkeit der beobachteten Leuchtkraft, daß bei den BL Lac - Objekten nur weit geringere Energieumsetzungsraten im Spiel sind, als man ohne Berücksichtigung des 'relativistic beaming' annehmen würde.

2.2 Das Königl-Jet-Modell

Das Königl-Jet-Modell geht nun von folgenden modifizierten Annahmen aus, die ermöglichen, daß die Compton-Katastrophe auch bei kleinen δ-Werten vermieden wird:

Die SSC-Strahlung entsteht in einem Jet, wobei Magnetfeldstärke, sowie Teilchendichte entlang der Jet-Achse mit Potenzen von r abnehmen. Außerdem wird eine Elektronen-Nachbeschleunigung angenommen, die den Energieverlust der Elektronen durch adiabatische Expansion entlang der Jet-Achse ausgleicht. Hochenergetische Elektronen werden unter diesen Annahmen im inneren Bereich des Jets, wo das Magnetfeld stark ist, von

Synchrotron-Verlusten betroffen sein, die zu einem entsprechenden Abknicken des zugehörigen Photonenspektrums Anlaß geben. Bewegt man sich entlang der Jet-Achse nach außen in Gebiete immer niedrigerer Magnetfeldstärke, so kommt man zunächst in einen Bereich, in dem die Synchrotron-Verluste durch die Elektronen-Nachbeschleunigung kompensiert werden und schließlich bei sehr schwachem Magnetfeld in den Bereich der Selbstabsorption. Bei Elektronen geringerer Energie wird das Photonenspektrum schon im inneren Teil des Jets optisch dick, so daß der Selbstabsorptionsteil des zugehörigen Photonenspektrums unmittelbar an den Synchrotronverlust-Teil anschließt. Nach Beziehung (C.I.5) erhält man somit eine entlang der Jet-Achse von innen nach außen abnehmende Variabilitätszeitskala. Entsprechend ergibt sich eine Zunahme der Variabilitätszeitskala mit zunehmender Photonenenergie.

II. 3C 371

1. Wissensstand vor EXOSAT

Das BL Lac-Objekt bzw. die N- Galaxie 3C371 ist in ein Sternsystem eingebettet, dessen optisches Spektrum eine Rotverschiebung von z = 0.05 ergibt (SAN73, MIL75). IUE-Beobachtungen zeigen eine starke Lyman-alpha-Emission, die auf ionisiertes Gas hinweist (WOR84). Das Radio- bis Röntgen-Gesamtspektrum entspricht, nach Subtraktion der Galaxien-Komponente, demjenigen eines BL Lac-artigen Galaxienkerns. VLBI- und VLA-Radiokarten zeigen -vermutlich kontinuierliche- Jet-Strukturen, wobei es Anhaltspunkte für scheinbare Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit gibt (PER79, PEA85, REA84).

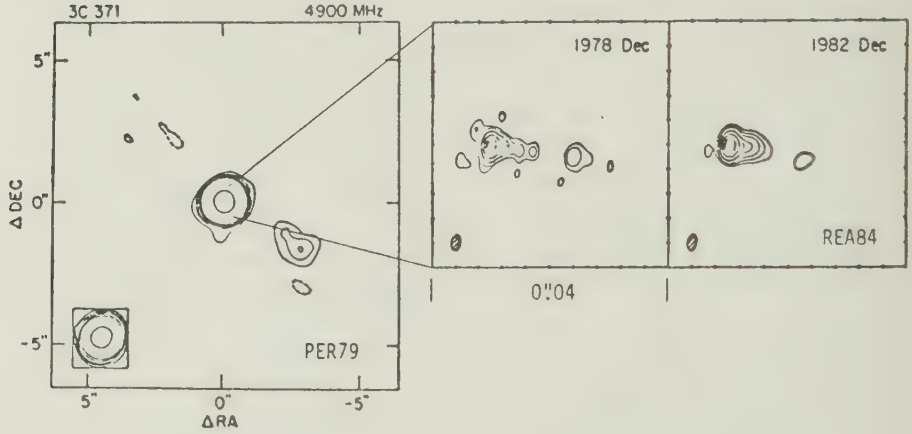


Abb.C.II.1

Im Radiobereich bis in das ferne Infrarot (10^{10} - $5 \cdot 10^{14}$ Hz) findet man ein Synchrotron-Spektrum mit einem Potenzgesetz-Index α_o von 0.6 bis 0.7. Die Selbstabsorptionsfrequenz ν_m (sh. Abschnitt C.I.2) läßt sich aus den Radiodaten nicht bestimmen. Oberhalb einer Frequenz von $5 \cdot 10^{14}$ Hz bricht das Spektrum mit einem Potenzgesetz-Index von 1.5 ab (WOR84). Unter der Annahme zufällig verteilter Pitch-Winkel entspricht

dies etwa dem erwarteten Potenzgesetz-Index $\alpha = 4\alpha_0/3+1$ in dem von Energieverlusten dominierten Teil des Synchrotron-Spektrums (sh. Abschnitt C.I.2, WOR84, KAR62). Extrapoliert man dieses Potenzgesetz-Spektrum in den Röntgenbereich, so findet man Flüsse, die etwa mit den niedrigsten beobachteten Röntgenflüssen übereinstimmen (s.a. die beiden folgenden Tabellen):

	IUE Kontinuum*		
Beob.-	Flußdichten		Potenzges.
Zeitraum	$2\cdot10^{15}$ Hz	1 keV+	Energieindex
	(8.3 eV)	($2.4\cdot10^{17}$ Hz)	
4/81	0.71±0.05 mJy	0.17±0.06 µJy	1.74±0.07
8/81	0.48±0.04 mJy	0.44±0.39 µJy	1.46±0.16

*) Messbereich: $1.5 - 2.5 \cdot 10^{15}$ Hz +) extrapolierte Werte

In zwei Einstein IPC-Beobachtungen im Abstand von 17 Monaten zeigte die Quelle innerhalb der etwa 30 prozentigen Fehler die selbe Intensität (WOR84). Die Beobachtungen waren allerdings zu kurz, um Flußvariationen innerhalb einer Einzelbeobachtung zu erwarten. Mit dem HEAO-1 Large Area Sky Survey Experiment sind während eines Überwachungs-Zeitraumes von 80 Tagen Flußvariationen um einen Faktor 3 innerhalb ein und zwei Wochen gefunden worden (SNY82). Die 1 keV Flußdichte der beiden EINSTEIN-Beobachtungen liegt allerdings beträchtlich unter dem extrapolierten HEAO-1 Wert. Nachfolgende Tabelle gibt die Ergebnisse der bisher vorliegenden Röntgen-Beobachtungen von 3C 371:

Beob.-Zeitraum	Int.-Zeit	Experiment	I(1 keV) [µJy]	I(2 KEV) [µJy]	Potenzges. Energie -Index	Ref.
		HEAO-1 A1		1.9±0.3		(WOO79)
19. 8.77-		HEAO-1 A2				(MAR79)
7.11.77	-	HEAO-1 LASS	(4.0-6.5)	1.4-2.3	1.5±0.7	(SNY82)
22. 7.79	0.4 h	EINSTEIN IPC	0.43±0.09		1.6±0.7	(WOR84)
13.12.80	0.2 h	EINSTEIN IPC	0.36±0.07		1.1±0.5	(WOR84)
11. 9.84	11.9 h	EXOSAT LE:	1.9 ±1.1		2.4±0.6	(STA86b)
		ME:		0.8±0.2	1.4±0.5	
29. 9.84	7.3 h	EXOSAT[1]				(STA86b)

Die in den HEAO-1 und EINSTEIN-Beobachtungen gefundenen Spektren entsprechen bezüglich der Steigung etwa dem IUE-Spektrum, wobei die 1 keV Flußdichte der HEAO-1 Messung allerdings um ca. eine Größenordnung über dem extrapolierten IUE-Spektrum liegt.

2. Diskussion der aktuellen Ergebnisse

Vergleicht man die Spektral-Fits der vorliegenden Beobachtung mit den zurückliegenden Daten, so sieht man, daß der Photonen-Index, sowohl der HEAO-1 -, wie der EINSTEIN-Messung mit dem EXOSAT ME-Wert übereinstimmen. Der Potenzgesetz-Index der LE-Filterspektroskopie weicht hiervon um etwa 2σ nach oben ab. Bei den Flußdichten fällt auf, daß einerseits die 2 keV Flußdichten der HEAO-1 Beobachtungen vom Sommer und August 1977 signifikant über dem entsprechenden EXOSAT ME-Wert liegen und andererseits die 1 keV Flußdichten der beiden EINSTEIN-Beobachtungen von 1979/80 etwa um einen Faktor 5 niedriger als diejenige der EXOSAT LE-Daten sind. Letzteres gilt auch für die extrapolierten IUE-Flußdichten. Während der EXOSAT-Beobachtungen zeigte die Quelle also offensichtlich ein mittleres Flußniveau. Hinsichtlich der Bestimmung einer oberen Grenze für die intrinsische Absorption hat die EXOSAT-Beobachtung gegenüber der EINSTEIN-Messung zu keiner

1) Eine Spektralanalyse der zweiten EXOSAT-Beobachtung verbietet sich wegen mangelnder statistischer Signifikanz der Daten. Ursache: kürzere Integrationszeit sowie niedrigeres Flußniveau. Die Daten der zweiten Beobachtung sind jedoch mit der Annahme eines unveränderten Spektrums konsistent (sh. Kapitel B.II).

Verbesserung geführt.

2.1 Variabilitätszeitskalen

Die schon im Kapitel B.II behandelten Flußvariationen, die bei unseren EXOSAT LE-Beobachtungen von 3C 371 gefunden wurden

60% in 30 Min. (3.4σ)
24% in 8 Std. (4σ)
55% in 18 Tagen (12σ)

sind besonders im Zusammenhang einer Interpretation des Radio- bis Röntgespektrums von 3C 371 im Rahmen des Königl SSC-Jet-Modells interessant. Dies macht Vorhersagen über die kürzeste Variabilitätszeitskala in den verschiedenen Spektralbereichen (sh. Abschnitt C.I.2.2). Die in unserer Beobachtung von 3C 371 gefundene kürzeste Variabilitätszeitskala von 30 Minuten entspricht in etwa der Vorhersage von 1 Stunde bei 0.4 keV, die durch einen Fit des Königl-Modells an Mulitifrequenz-Daten von 3C 371 gewonnen wurde (WOR84). Dieser Fit erfordert einen relativistischen Dopplerfaktor von $\delta = 10$. Die weiteren Modellparameter sind ebenfalls WOR84 zu entnehmen. Wegen der δ^4-Abhängigkeit der Leuchtkraft erhält man hiermit die für aktive galaktische Kerne relativ bescheidene Gesamtleuchtkraft ($5 \cdot 10^8$ - 10^{18} Hz) von ca. 10^{41} erg/s[1]. Dies entspräche z.B. der Eddington-Leuchtkraft eines Schwarzen Loches von nur ca. 800 $M_\odot$. Unter der Bedingung $\sin\Theta = 1/\Gamma$, die die scheinbare Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit maximiert (sh. Abschnitt C.I.2.1), fordern die Modellfits eine Bewegung von mindestens 2.3 Millibogensekunden pro Jahr. Dies ist zwar im Einklang mit den bisherigen VLBI-Beobachtungen (REA84; PEA85); eine quantitative Überprüfung steht jedoch noch aus.

Will man sich dieser Interpretation nicht anschließen, so läßt sich die beobachtete Variabilität unter der Annahme $\delta = 1$ nach dem Lichtlaufzeit-Argument zur Abschätzung der Größe des Emissionsgebietes verwenden. Für unseren 30 min Dip wären dies $5 \cdot 10^{13}$ cm. Nimmt man weiter an, daß die Strahlung etwa dem Innenbereich einer Akkretionsscheibe, d.h. dem Bereich weniger Schwarzschildradien um ein

1) Annahmen: $z = 0.05$ (SAN73), $H_0 = 50$ km/s Mpc, $q_0 = 0$

supermassives Schwarzes Loch entstammt, so folgt daraus ein Schätzwert für die Masse des Schwarzen Loches von $2 \cdot 10^7$ bis $2 \cdot 10^8$ M_0[1]. Die beobachtete Gesamtleuchtkraft von 10^{45} erg/s entspräche dann etwa 4 bis 40% der Eddington-Leuchtkraft einer solchen Masse und die erforderliche Massenakkretionsrate betrüge bei einem typischen Wirkungsgrad von 10% etwa 0.2 M_0 pro Jahr.

2.2 Zweikomponenten-Spektrum

Aufgrund des relativ großen Energiebereichs der EXOSAT-Detektoren liefert die EXOSAT-Messung erstmals einen Anhaltspunkt für ein Zweikomponenten-Potenzgesetz-Spektrum, wobei der Übergang zwischen den beiden Potenzgesetz-Spektren auf den Energiebereich um 1 keV oder darunter eingegrenzt werden kann. Die Extrapolation des in unserer EXOSAT-Beobachtung gefundenen Spektrums in den UV-Bereich führt zwar formal zu Flüssen, die beträchtlich über den entsprechenden Messungen liegen (WOR84); wegen der großen statistischen Fehler der Potenzgesetz-Indices sämtlicher Röntgenmessungen ist diese Aussage allerdings nicht signifikant. Ähnliche Zweikomponenten-Spektren haben sich auch bei einer größeren Zahl von anderen mit EXOSAT beobachteten aktiven galaktischen Kernen ergeben. Dabei handelt es sich allerdings in erster Linie um Seyfert I Galaxien (ARN85, BAR85, BRA84 und 86, ELV85 und 86, FAB85, POU84, 85 und 86a/b).

Thermische Interpretation

Die Existenz einer starken niederenergetischen Spektralkomponente im Röntgenspektrum wäre von großer Wichtigkeit für das Verständnis der Physik der aktiven galaktischen Kerne. Für einige Objekte ist in diesem Zusammenhang das Vorhandensein einer Schwarzkörper-Strahlungskomponente mit einer Temperatur von 2 bis $3 \cdot 10^4$ K vorgeschlagen worden (MAL82). Im Falle des Quasars 3C 273 zum Beispiel könnte in einer solchen thermischen Spektralkomponente -zumindest zeitweise- ein Großteil der

---

1) entsprechend einer Größe des Emissionsgebiets von 1 bzw. 10 Schwarzschild-Radien einer solchen Masse.

gesamten Strahlungsenergie emittiert werden (COU85). Wenn man also im niederenergetischen Röntgenbereich ein Aufsteilen des Spektrums beobachtet, so besteht der Verdacht, daß es sich hierbei um das hochenergetische Ende einer thermischen Spektralkomponente handeln könnte, deren Flußmaximum im experimentell schwer zugänglichen FUV/EUV Bereich liegt. Geht man im einfachsten Fall von einer einfachen Schwarzkörper-Strahlungskomponente aus, so läßt sich ein solches Spektrum in der hier relevanten Wienschen Näherung lokal für jede Photonenenergie E_0 durch ein Potenzgesetz approximieren. Dessen Photonenindex ergibt sich zu:

$$\alpha(E_0) = 3\text{-}E_0/kT$$

Identifiziert man diesen Spektralindex mit dem für die steile niederenergetische Komponente gemessenen, so folgt daraus ein Schätzwert für die Temperatur der angenommen Schwarzkörperstrahlung. Dieser ist allerdings stark von der für E_0 eingesetzten mittleren Photonenenergie der gemessenen steilen Niederenergie-Röntgenkomponente abhängig. Zur Bestimmung eines realistischen Wertes für E_0 wurde hier folgendes Verfahren angewandt. Für die drei bei den LE-Spektralfits benutzten Filter wurde der Schwerpunkt der spektralen Empfindlichkeitskurve des Instruments, gefaltet mit dem gemessenen Potenzgesetz-Spektrum bestimmt und für E_0 der Mittelwert dieser Schwerpunkte angesetzt. Die Intensität der angenommenen thermischen Strahlungskomponente findet man durch Anpassung der Flußdichte bei der Energie E_0 an den Wert der sich aus den Potenzgesetzfits ergibt. Mit der Kenntnis der Entfernung zur Quelle läßt sich auch die Leuchtkraft, sowie die Größe des Emissionsgebiets des schwarzen Strahlers angeben. Die folgende Tabelle faßt die genannten Parameter, für zwei der Potenzgesetz-Fits aus Kapitel B.II.1.3 zusammen:

	Energie-Index	E_0 [eV]	Flußdichte bei E_0 [µJ]	kT [eV]	T [10^5 K]	Leuchtkraft [(D/300 Mpc)^2 10^{45} erg/s]	Gr.d.Emissionsgeb. [(D/300 Mpc)^2 10^{28}cm^2]
A	2.4	120	215	22	2.5	1.1	1.56
B	3.8	100	797	15	1.7	2.2	14.6

Abbildung C.II.2 veranschaulicht die Lage einer solchen Schwarzkörper-Komponente im Zusammenhang der von EXOSAT, IUE und EINSTEIN gemessen Potenzgesetz-Spektren:

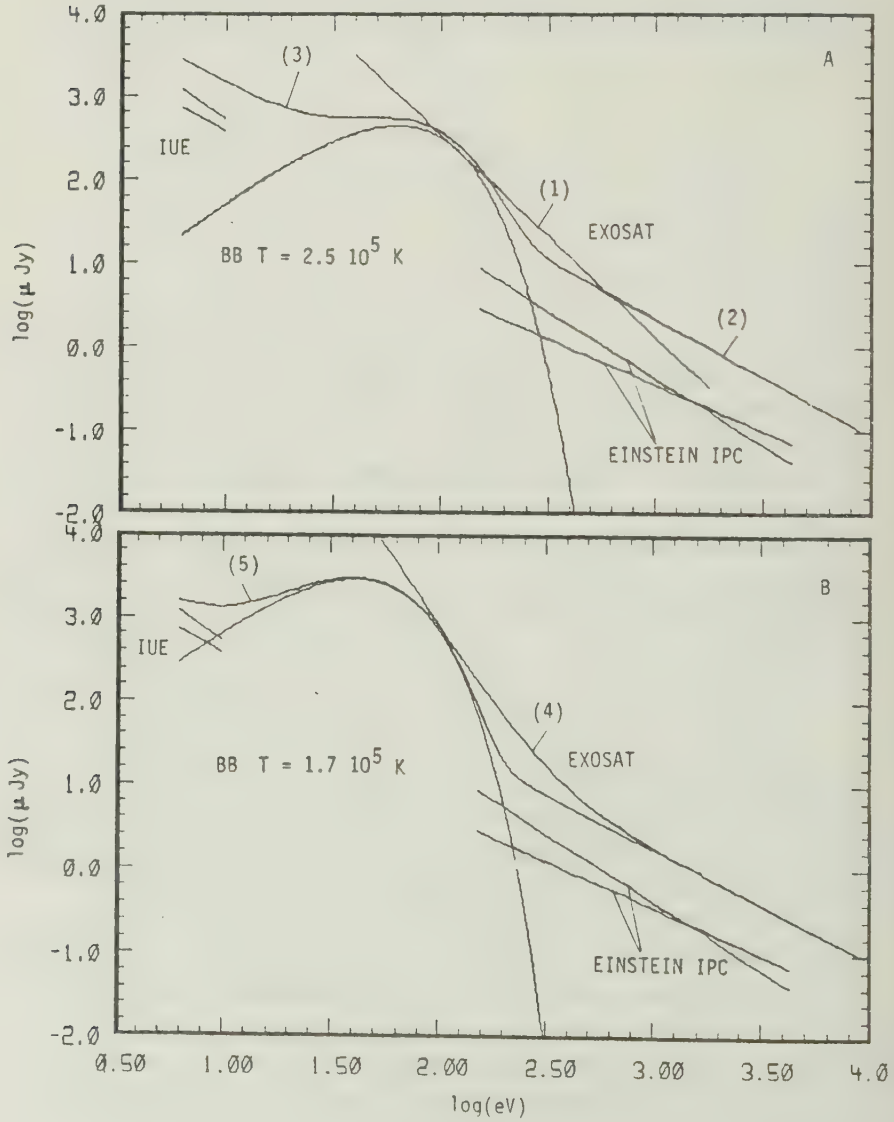


Abb.C.II.2

Dabei bedeuten:

(1) Separater LE-Potenzgesetz-Fit: $I=1.3\cdot(E/1\ keV)^{-2.4}$ µJy

(2) Separater ME-Potenzgesetz-Fit: $I=2.2\cdot(E/1\ keV)^{-1.4}$ µJy

(3) Schwarzer Strahler ($T=2.5\ 10^5$ K) + (2)

(4) Vierparameter-Fit aus Kap. B.II.1.3:
$I=6.8\ ((E/350\ eV)^{-3.8}+(E/350)^{-1.3})$ µJy

(5) Schwarzer Strahler ($T=1.7\ 10^5$ K) + harte Komponente aus (4)

Auf ein Fehlerabschätzung wurde hier verzichtet, da für die spektralen Parameter der diskutierten weichen Röntgen-Komponente aufgrund der marginalen Signifikanz des Effekts nur Schätzwerte gegeben werden können. Die beiden oben diskutierten und in Abb.C.II.2 dargestellen Parametersätze dürften aber etwa den Fehlerbereich repräsentieren. Da die physikalisch interessanten Größen, Temperatur, Leuchtkraft und Ausdehnung des Emissionsgebiets stark mit den nur ungenau bekannten Eingangsparametern Energieindex und mittlere Energie E_0 variieren, soll Abb.C.II.3 diese Abhängigkeiten im relevanten Parameterbereich grafisch veranschaulichen. Für die Flußdichte an der Stelle E_0 wurde der Wert verwandt, den der unter Abb.C.II.2 (1) angegebene separate EXOSAT LE-Potenzgesetzfit liefert. Wie sich zeigt, läßt sich die Temperatur aufgrund der nur schwachen Abhängigkeit vom Energieindex der untersuchten weichen Röntgenkomponente relativ zuverlässig auf den Bereich von einigen 10^5 K einschränken (Abb.C.II.3 a). Größere Unsicherheit bestehen, wie man Abb.C.II.3 b und c entnehmen kann, bei der Abschätzung des Flusses, sowie der Ausdehnung des Emissionsgebiets.

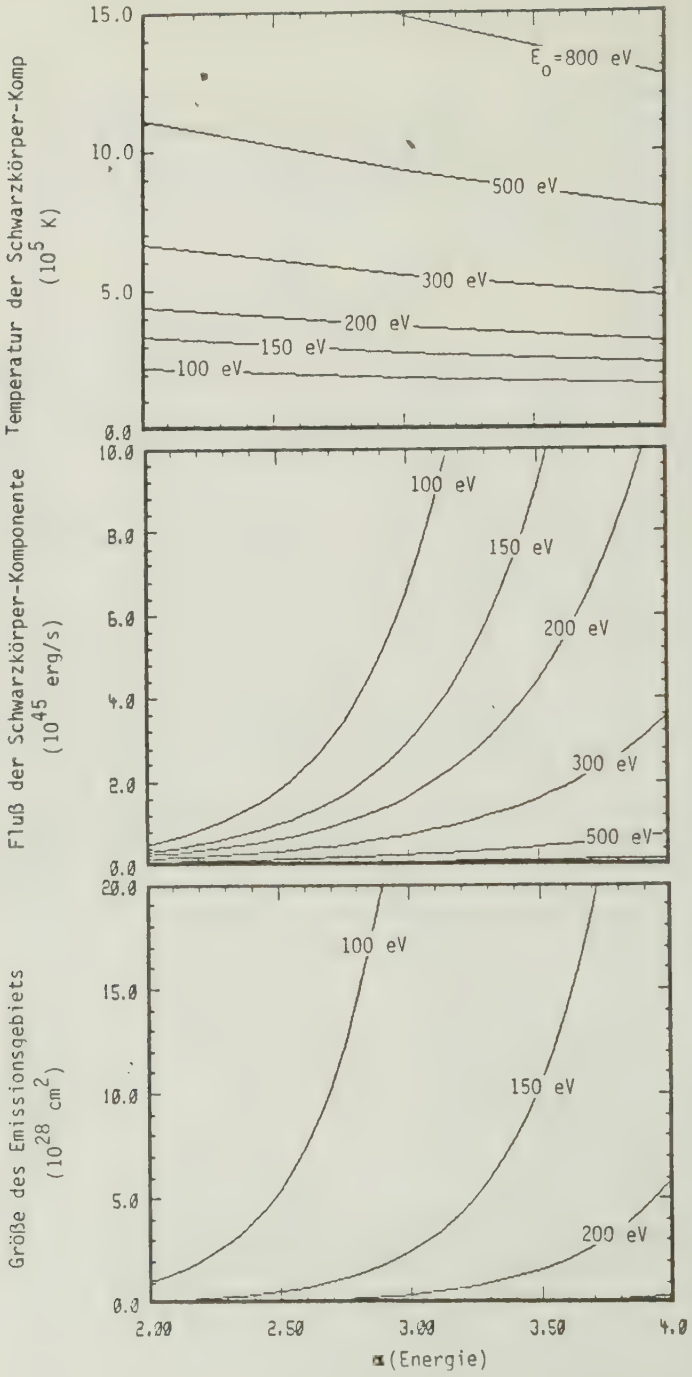

Temperatur der Schwarzkörper-Komp (10^5 K)
15.0
10.0
5.0
0.0
E_o=800 eV
500 eV
300 eV
200 eV
150 eV
100 eV
Fluß der Schwarzkörper-Komponente (10^{45} erg/s)
10.0
8.0
6.0
4.0
2.0
0.0
100 eV
150 eV
200 eV
300 eV
500 eV
Größe des Emissionsgebiets (10^{28} cm^2)
20.0
15.0
10.0
5.0
0.0
100 eV
150 eV
200 eV
2.00
2.50
3.00
3.50
4.0
α (Energie)

Abb.C.II.3

Wie bereits in Abschnitt 1 erwähnt wurde, zeigte die Quelle zum Zeitpunkt der EXOSAT-Beobachtung ein mittleres Flußniveau, das etwa um einen Faktor 5 über dem der EINSTEIN-Beobachtungen liegt. Dies ist auch deutlich in Abbildung C.II.2 zu sehen. Zu den beiden versuchsweise an die Niederenergie-Potenzspektren angepaßten Planck-Spektren ist zu sagen, daß im Fall B das Gesamtspektrum (5), bestehend aus der Summe der angenommenen Schwarzkörper-Komponente mit der beobachteten harten Potenzgesetz-Komponente nicht mit dem Potenzgesetzindex des IUE-Spektrums in Einklang ist. In Fall A andererseits ist das Gesamtspektrum (3) bezüglich des Potenzgesetzindex sowohl mit den IUE- wie mit den EINSTEIN-Messungen verträglich. Wie Abbildung C.II.2 zu entnehmen ist, trägt die Schwarzkörper-Komponente im Meßbereich des EINSTEIN IPC-Detektors (0.15 - 4.5 keV) kaum mehr zum Gesamtfluß bei. Da der Meßbereich des EXOSAT LE-Instruments demgegenüber zu deutlich niedrigeren Energien reicht (das Maximum der Transmission, sowohl des 3LX-, sowie des ALP-Filters liegen unterhalb des EINSTEIN IPC-Meßbereichs; sh. Kap. A.I.2.3), ist verständlich, daß die EXOSAT-Beobachtung erstmals Anhaltspunkte für ein Aufsteilen des niederenergetischen Röntgenspektrums liefern konnte.

Die abgeleiteten Werte für die Leuchtkraft der Schwarzkörper-Komponente liegen in der Größenordnung 10^{45} erg/s und wären somit vergleichbar mit dem Gesamtfluß aus allen anderen Spektralbereichen (δ=1). Nimmt man hingegen an, daß die gesamte nichtthermische Strahlung einem auf den Beobachter zuorientierten Jet mit einem relativistischen Dopplerfaktor δ=10 entstammt (sh. Abschnitt C.II.2.1), so wäre im Ruhesystem der Quelle der Energiehaushalt fast vollständig von der -relativ zur Gesamtgalaxie als ruhend gedachten- thermischen Komponente dominiert.

Die Größe des Emissionsgebiets der thermischen Strahlung liegt in der Größenordnung, die man typisch für den Innenbereich einer Akkretionsscheibe um ein supermassives schwarzes Loch erwarten würde. Geht man von einem Emissionsgebiet der Ausdehnung einige Schwarzschildradien aus, so resultiert eine Masse des Schwarzen Loches im Bereich von 10^8 $M_\odot$. Quantitativ ist dieser Zusammenhang in der folgenden Formel gefaßt:

$$M_{SL}/M_\odot = 2.8\ 10^9\ (R/R_s)^{-1}\ (\text{Fluß}/10^{45}\ \text{erg/s})\ (T/10^5\ \text{K})^{-4}$$

Eine zentrale Masse der selben Größenordnung liefert das in Abschnitt 2.1 ausgeführte Lichtlaufzeitargument, das davon ausgeht, daß die im LE-Experiment beobachtete Kurzzeitvariabilität vollständig von der hier diskutierten thermischen Komponente ausgeht. Abbildung C.II.4 möge den Zusammenhang der hier diskutierten Größen noch einmal veranschaulichen:

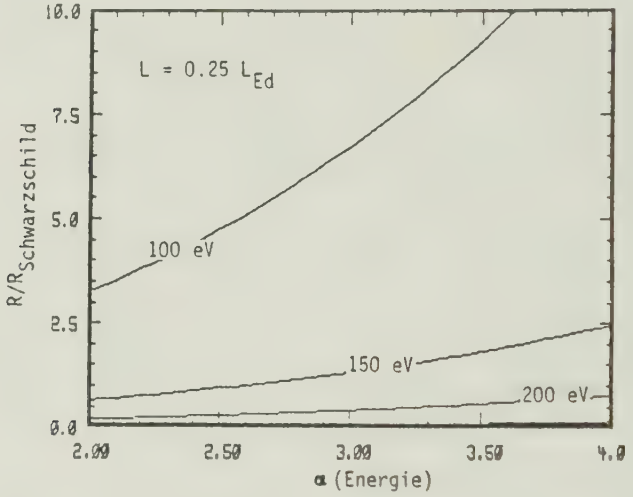


Abb.C.II.4

Da sich über die Eddington-Grenze die Masse und somit auch der zugehörige Schwarzschildradius eines hypothetischen supermassiven kompakten Objekts linear mit der in Abb.C.II.3 b dargestellten Lechtkraft verknüpfen lassen, kann die in Abb.B.II.3 c dargestellte Größe des Emissionsgebiets unter der Annahme $L=L_{Ed.}/4$ auch in Einheiten dieses Schwarzschildradius angegeben werden. - Man sieht, daß im gesamten relevanten Parameterintervall von α und E_0 ein Radius des Emissionsgebiets im Bereich von einigen Schwarzschildradien resultiert.

Nichtthermische Interpretation

Die Interpretation des beobachteten Zweikomponentenspektrums ausschließlich im Rahmen eines Synchrotron-Self-Compton Modells dürfte andererseits auf Schwierigkeiten stoßen. Unter geeigneten Bedingungen

ist aber ein Synchrotron-Spektrum denkbar, dessen Steigung die Potenzgesetz-Indices $4/3\alpha_0+1$ bzw. $\alpha_0+1/2$ (α_0: Energie-Potenzgesetz-Index im Radiobereich; sh. Kap C.I.2 S. 91/92 und Kap. C.II.1 S. 97) übertrifft. Es kann also nicht ausgeschlossen werden, daß es sich bei der diskutierten steilen niederenergetischen Röntgenkomponente um Synchrotron-Strahlung handelt. Voraussetzung hierfür ist ein geeigneter Prozeß, der die Pitch-Winkel re-isotropisiert. Anisotropien im von Energieverlusten dominierten Teil des Synchrotron-Spektrums entstehen, da Elektronen mit großen Pitch-Winkeln größere Synchrotronverluste erleiden (URR82, TUC75). Zu bemerken ist außerdem, daß in keiner der Röntgenbeobachtungen eine Spektralkomponente gefunden wurde, deren Potenzgesetzindex demjenigen des Radiospektrums entspricht. Dies würde man aber bei einfacher Streuung von Synchrotronphotonen an relativistischen Elektronen erwarten (sh. Kap. C.I.2). Eine wirklich schlüssige Interpretation des von EXOSAT beobachteten Zweikomponentenspektrums dürfte jedenfalls nur im Zusammenhang mit Informationen über das Radio- bis UV-Spektrum zum Zeitpunkt der EXOSAT-Beobachtung möglich sein.

Einschränkende Bemerkungen

Gegenwärtig läßt sich die Vermutung nicht ausschließen, daß ein Teil der behaupteten steilen Niederenergie-Röntgenspektren durch eine -fehlerhafte- Überkorrektur bezüglich galaktischer Absorption zustande kommt. Wesentlicher Beitrag zu dieser Korrektur ist die Absorption von niederenergetischen Röntgenphotonen an neutralen Atomen. Deren Säulendichten werden -unter der Annahme einer kosmischen Häufigkeitsverteilung- aus Messungen der 21 cm Hyperfeinstruktur Linie des neutralen Wasserstoffs bestimmt. Diese Daten stehen allerdings nur mit einer Ortsauflösung von 2° zur Verfügung (z.B. HEI75) und stellen somit gemittelte Werte dar, die den bekannten Inhomogenitäten des interstellaren Mediums (PAR84) nicht Rechnung tragen. Es besteht somit eine endliche Wahrscheinlichkeit, daß der Sehstrahl zu der untersuchten Quelle im wesentlichen zwischen interstellaren Wolken passiert, und eine Säulendichte unter dem erwarteten Wert resultiert.

Außerdem soll an dieser Stelle noch einmal auf das schon in Kapitel

B.I behandelte 'Boron-Problem' hingewiesen werden. Vernachlässigt man diesen Effekt, so findet man eine zu niedrige Boron-Zählrate und somit ein zu steiles Niederenergie-Röntgenspektrum. Bei der in dieser Arbeit behandelten Analyse der EXOSAT-Daten der beiden BL Lac-Objekte 3C 371 und MKN 501 wurde dieses Problem jeweils durch Fitten einer Gaußverteilung an die gemessene Punktbild-Verteilung gelöst. Dieses Verfahren führt in beiden Fällen zu konsistenten Ergebnissen. Da dieser Effekt erst zum Ende des Jahres 84, also mehr als eineinhalb Jahre nach dem Beginn der Mission, aufgeklärt werden konnte, erscheint zumindest der Verdacht berechtigt, daß bei einigen der mit EXOSAT beobachteten aktiven galaktischen Kerne die behaupteten steilen LE-Spektren auf einer fehlerhaften Behandlung des Boron-Problems beruhen; dies insbesondere, da ein Teil der erwähnten Ergebnisse noch nicht in abschließenden Veröffentlichungen vorliegt.

Die beiden letztgenannten Punkte lassen es jedenfalls geraten erscheinen, sämtliche EXOSAT Daten der aktiven galaktischen Kerne, für die ein Exzess im Niederenergie-Röntgenspektrum gefunden wurde, unter Benutzung verbesserter Daten über die interstellare Säulendichte sowie der vervollständigten Kenntnis der Kalibration des LE-Instruments einer Überprüfung zu unterziehen.

2.3 Zusammenfassung

Wesentliches Ergebnis der Analyse der EXOSAT-Daten des BL Lac-Objekts 3C 371 ist sicher, daß sich deutliche Anhaltspunkte für eine steile Spektralkomponente im niederenergetischen Röntgenbereich ergaben. Die Einschränkung der Relevanz dieses Ergebnisses durch dessen in Kapitel B.II.1 diskutierte relativ bescheidene statistsiche Signifikanz, sowie durch das in Abschnitt 2.2 der Diskussion nochmal angesprochene Problem der interstellaren Absorption auf dem Sehstrahl zur Quelle soll hier nicht unterschlagen werden. Mir scheint aber doch gerechtfertigt, aufgrund der neuen Ergebnisse einen Vorschlag bezüglich des möglichen Aufbaus der Quelle zu machen. Die wesentlichen Punkte möchte ich hier kurz zusammenfassen:

1. Im Zusammenhang mit dem Argument der Compton-Katastrophe scheint es plausibel, daß die beobachtete Synchrotron-Strahlung einem auf den Beobachter zuorientierten Jet entstammt (Beamingfaktor $\delta = 10$). Die Leuchtkraft dieser Quelle wäre im Ruhesystem etwa von der Größenordnung 10^{41} erg/s.

2. Die erstmals in der vorliegende Arbeit postulierte, zusätzliche thermische Komponente, würde dann als Strahlung aus dem Innenbereich einer Akkretionsscheibe um ein supermassives schwarzes Loch im Zentrum der Muttergalaxie interpretiert. Die physikalischen Parameter der diskutierten Schwarzkörper-Strahlungskomponente sind mit plausiblen Werten für die Masse eines solchen kompakten Objekts verträglich. Will man die in der EXOSAT LE-Beobachtung gefundene kürzeste Variablilitätszeitskala dieser thermischen Strahlungskomponente zuschreiben, so liefert das Lichtlaufzeitargument eine Ausdehnung der Quelle, die einigen Schwarzschildradien eines solchen Schwarzen Loches entspricht. Die Leuchtkraft der Akkretionsscheiben-Quelle würde mit etwa 10^{45} erg/s den Energiehaushalt des gesamten Objekts dominieren. Die nichtthermische Strahlung wäre im Ruhesystem der Quelle somit von untergeordneter Bedeutung.

Das unter Punkt 2. beschriebene Szenario ist bisher in erster Linie im Zusammenhang mit Seyfert-Galaxien und Quasaren diskutiert worden. Erfreulich wäre, wenn sich durch diesen Ansatz auch ein neuer Zugang zur Aufdeckung der noch weitgehend unverstandenen Physik der BL Lac-Objekte ergeben würde.

III. MKN 501

1. Wissensstand vor EXOSAT

Das BL Lac-Objekt MKN 501 ist einer der sechs klassischen Vertreter dieser Klasse. Aus dem Röntgen-Bereich bis 20 keV liegen eine größere Zahl von Beobachtungen vor. Die gemessenen Spektralparameter der bisherigen Röntgen-Beobachtungen sind in nachfolgender Tabelle zusammengefaßt:

Zeitpunkt der Beobachtung	Instrument	Meß-bereich keV	Photonen Index	Temp. kT [keV]	NH [10^{21} cm^{-2}]	Fluß [10^{-11} erg/cm^2 s] (2-6 keV)
Jan71-Mar73	UHURU	2-6	--	--	--	2.75 ± 0.52
15.-18.3.75	ARIEL V	1.3-15	$1.8 \pm .5$	--	< 5	3.6 ± 1.8
19.-31.8.77	HEA01-A2	.15-3	$2.5^{+3}_{-.5}$	--	.04	--
	''(scann.)	2.0-30	$1.2 \pm .4$	--	<18	--
23.-26.8.77	HEA01-A3	2.0-30	--	--	--	3.6 ± 1.2
Aug77-Feb78	HEA01-A1	.5-25	--	--	--	2.87 ± 0.13
8.9.78	HEA01-A2	2.0-30	$2.5^{+.5}_{-.2}$	~4.5	4.6	$2.9^{+1.0}_{-0.5}$
25.-26.1.79	HEA02-SSS	.6-4.5	$2.2^{+.7}_{-.5}$	$3.6^{+3.1}_{-1.8}$	2.2	2.9 ± 1.0
1.-2.3.79	HEA02-SSS	.6-4.5	$1.7^{+.6}_{-.2}$	$5.7^{+3.9}_{-2.8}$	1.2	$4.2^{+0.6}_{-1.3}$
22.8.79	HEA02-SSS	.6-4.5	$2.6 \pm .15$	--	1.8	3.1 ± 0.3
12-20.1.80	HEA02-IPC	.3-3.4	$2.4 \pm .2$	--	.32	--
12-20.1.80	HEA02-MPC	1.1-9.7	$2.5 \pm .2$	--	1.	2.4 ± 0.6
15.8.80	HEA02-IPC	.3-5.3	$1.8^{+.5}_{-.2}$	--	.2	--
15.8.80	HEA02-MPC	1.1-9.7	$2.7 \pm .3$	--	2.0	3.5 ± 0.9
5/6.2.84	EXOSAT	.04-8.0	$2.6 \pm .13$	--	.25	2.7 ± 0.3
25.7.84	EXOSAT-LE	.04-2.0	$2.7 \pm .2$	--	.35	--
25.7.84	EXOSAT-ME	1.5-8.0	$2.55 \pm .10$	--	--	2.2 ± 0.2

Die Werte in obiger Tabelle sind - in dieser Reihenfolge - nach FOR78, SNI79, MAS80, MUS78, SCH78, WOO85, KON81, URR84, MUF84 und WAR84 zitiert. Die letzten beiden Zeilen beziehen sich auf die hier diskutierten Daten.

Wie man sieht, gibt es keine überzeugenden Anhaltspunkte für die Variabilität eines der beiden Spektralparameter. Die gewichteten Mittelwerte sind:

$L_x(2\text{-}6\ \text{keV}) = 2.80\ 10^{-11}\ \text{erg/cm}^2\ \text{s}$ $\quad \chi^2 = 1.3\ (11\ \text{dof})$
$\alpha(\text{Photon}) = 2.50$ $\quad \chi^2 = 1.5\ (12\ \text{dof})$

Wenn man bedenkt, daß für die einzelnen Messungen jeweils verschiedene Instrumente benutzt wurden, erfordern diese χ^2-Werte sicher keine Quellvariation. Außerdem weicht keiner der einzelnen Datenpunkte signifikant vom Mittelwert ab. Als Ausnahme kann vielleicht der niedrigste Photonenindex der HEAO1-A2 Beobachtung gelten, wobei die Literatur-Angaben allerdings mit Inkonsistenzen behaftet sind. In der Literatur wird an zwei Stellen über Röntgen-Flußvariation berichtet: Warwick et al. haben mit dem EXOSAT CMA-Detektor im dünnen Lexan-Filter zwischen dem 5. Februar und dem 26. März 1984 eine 20 prozentige signifikante Flußerniedrigung gefunden (WAR84), und Urry gibt eine mit dem HEAO2-SSS beobachtete gleichmäßige Flußzunahme im 0.6 - 4.5 keV Bereich zwischen Januar und August 1979 an (URR84).

Das Breitband-Spektrum von MKN 501 läßt sich als Potenzgesetz-Emission mit verschiedenen Steigungen beschreiben (KON81, MUF84): Das sehr flache Radiospektrum knickt im UV-Bereich zum steileren Röntgen-Spektrum hin ab. Der Gesamtfluß scheint, trotz einer marginalen Flußvariation im nahen Infrarot und UV (BAS84) und einer optischen $0\overset{m}{.}9$ Variation innerhalb eines Jahres (BAR77), relativ konstant zu sein.

2. Diskussion der aktuellen Ergebnisse

Die vorliegende Messung ist sowohl nach Flußniveau, wie bezüglich des Photonen-Index mit dem Mittelwert der älteren Röntgen-Beobachtungen

konsistent. Durch die beiden EXOSAT-Beobachtungen wurde dabei erstmals der Bereich von 40 bis 150 eV mit abgedeckt. Im Gegensatz zu 3C 371 lassen sich die Daten im Bereich von 40 eV bis 7 keV mit einem einheitlichen Potenzgesetz befriedigend fitten. Ebenso sind die Potenzgesetzindices der separaten LE- und ME-Fits miteinander konsistent.

Daß innerhalb der vorliegenden Beobachtung keine Flußvariation gefunden wurde, paßt durchaus in das Bild einer auf allen untersuchten Zeitskalen relativ konstanten Quelle. Die statistische Güte unserer Daten ist allerdings so, daß z.B. 20 prozentige Flußvariationen auf einer Zeitskala von unterhalb 500 s nicht ausgeschlossen werden können.

In Anbetracht des gesamten Röntgen-Datenmaterials ergibt sich jedenfalls, daß BL Lac-Objekte wohl nicht ausschließlich nach ihrem Röntgen-Erscheinungsbild klassifiziert werden können. Insbesondere widerspricht der Befund von MKN 501 den in WOR81 gegebenen Kriterien für das Röntgenspektrum von BL Lac-Objekten:

1. Variabilität von Röntgenspektrum und Flußdichte auf einer Zeitskala unterhalb von 6 Monaten
2. Zweikomponentenspektrum
3. Photonenindex der weichen Komponente oberhalb von 2.5

Wie man sieht, erfüllt MKN 501 bestenfalls das dritte Kriterium, wobei dann noch eine härtere Spektralkomponente oberhalb unseres Messbereichs zu postulieren wäre.

IV. Die LMC-Quellen

Vor den hier behandelten EXOSAT-Beobachtungen ist das Gebiet um LMC X-4 schon ausführlich mit dem Einstein-Observatorium untersucht worden. Abb.C.IV.1 zeigt die Überdeckung der LMC-Region durch die Einstein-Beobachtungen (LON81):

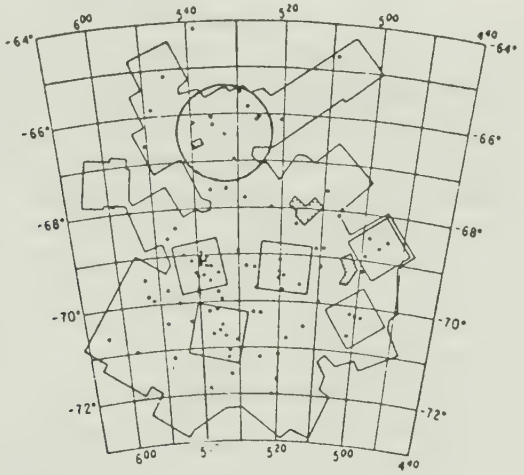


Abb.C.IV.1

Der um LMC X-4 markierte Kreis repräsentiert etwa das von den hier behandelten EXOSAT-Beobachtungen abgedeckte Gebiet. Die von den EXOSAT-Beobachtungen erreichte Tiefe vergleicht sich mit der Einstein-Untersuchung folgendermaßen:

	Integrationszeiten von Einzelbeobachtungen	Zahl der Beobachtungen	Messbereich/ eff. Fläche	Sensitivität[1]
Einstein	1800 - 2500 s[2]	15[2]	150 eV-4.5 keV/ 100 cm^2 (IPC)[3]	$1 \cdot 10^{35}$ erg/s
EXOSAT	1800 -54000 s	6	40 eV-2.5 keV 10 cm^2 (CMA)[3]	$4 \cdot 10^{35}$ erg/s

Die optische Identifikation der in der LHG[4]-Untersuchung entdeckten Röntgenquellen hat ergeben, daß es sich dabei neben echten LMC-Quellen zu einem größeren Teil auch um Vordergrundsterne, sowie um Hintergrund-AGNs handelt. Dieser Sachverhalt soll anhand folgender Tabelle, deren Daten den Untersuchungen von PAK84 (a) und COW84 (b) entnommen sind, veranschaulicht werden.

	(a)	(b)
LMC-Quellen	2	6
AGNs	4	3
Vordergrundsterne	13	13

Zum Thema 'optische Identifikation' ist noch zu bemerken, daß der HRI-Detektor des Einstein-Satelliten Quellpositionen mit einer Genauigkeit von etwa 3" liefert (COW84), wogegen die EXOSAT - Positionen mit einem Fehler von etwa 10" behaftet sind. In Anbetracht des Sternreichtums der LMC-Region ist somit die optische Identifikation der

---

1) Leuchtkraft in LMC-Entfernung im angegebenen Meßbereich.

2) Die Angaben beziehen sich auf diejenigen Beobachtungen des Einstein LMC - Survey (LON81), die einen nichtleeren Schnitt mit den hier behandelten EXOSAT-Beobachtungen haben.

3) Die effektiven Flächen sind stark energieabhängig. Einstein: typischer Wert (LON81), EXOSAT: Maximum mit 3LX-Filter bei 160 eV unter Berücksichtigung der 26.5 prozentigen Abschattung des Teleskops (sh. Kapitel A.I.2-3)

4) LHG: Long, Helfland und Grabelsky, die Autoren der Veröffentlichung LON81

EXOSAT-Quellen wesentlich erschwert. Da es sich bei dem Fehler der EXOSAT-Positionen allerdings teilweise um einen systematischen Fehler handelt, steht zu hoffen, daß sich durch Aufklärung der verursachenden Effekte diese Situation in Zukunft noch verbessern wird (siehe auch EXE17).

1. LMC X-4

Es sei noch einmal betont, daß sich die hier beschriebenen Untersuchungen über LMC X-4 nur auf die LE-Daten der 6 EXOSAT-Beobachtungen beziehen. Wie aus den Abschnitten A.I.2-3, sowie B.I hervorgeht, ist mit den LE-Daten allein eine Spektralanalyse nur sehr beschränkt möglich. Andererseits bieten auch unter dem Gesichtspunkt der Photonenstatistik die ME-Daten weit schlagkräftigere Möglichkeiten, durch Modellfits die Physik der Quelle aufzudecken. Hinzu kommt noch, daß das spektakulärste Ereignis der Beobachtungsserie, ein Flare mit ME-Zählraten oberhalb von 200 counts/s (ME-Ruhezählrate: 2 counts/s) zu einer Zeit stattfand, als das LE-Experiment nicht eingeschaltet war. Die hier beschriebenen Untersuchungen der LE-Daten von LMC X-4 sollten also in erster Linie als Beitrag und Vorarbeit zu einer noch ausstehenden einheitlichen Analyse des gesamten von LMC X-4 zur Verfügung stehenden EXOSAT-Datenmaterials verstanden werden.

Ein wesentliches Ergebnis der Analyse der EXOSAT ME-Daten von LMC X-4 ist die drastische Verbesserung bei der Bestimmung der Masse des Neutronensterns im LMX X-4 System. Die durch Signallaufzeiteffekte bedingte Verschiebung der Pulsphase liefert zunächst einen verbesserten Wert für die projezierte große Halbachse der Röntgenkomponente (sh. Kap. B.IV.1.7), woraus eine Massenfunktion von $9.4\pm1.2\ M_{\odot}$ resultiert (PIE85; Näheres zur Massenfunktion z.B. in BRU83). Zusammen mit optischen Radialgeschwindigkeitsdaten vom Begleiters (KEL83) ist außerdem die Bestimmung des Massenverhältnisses $q=M_x/M_{Begl.}$ möglich, wofür sich $q = 0.093\pm0.024$ ergibt (PIE85). Macht man weiter die Annahme, daß der Begleiter seine Roche-Grenze ausfüllt, so läßt sich mit Hilfe des aus den EXOSAT ME-Daten der Röntgenbedeckung bestimmten Bedeckungswinkels (sh. Kap. B.IV.1.3/4, sowie Fußnote auf Seite 64) auf eine Inklination der Bahnebene des Systems von $66.2°\pm2.8°$ (PIE85)

schließen. Aus den genannten Informationen ergibt sich schließlich eine Neutronensternmasse von

$$M_x = 1.35^{+0.42}_{-0.36}\ M_\odot \text{ (95\% Fehlerintervall; PIE85).}$$

Gegenüber dem bisherigen besten Wert von 1.6+1.0-0.5 (KEL83) ist dies eine wesentliche Verbesserung, womit LMC X-4 in die Gruppe der Systeme mit am besten bekannter Neutronensternmasse aufgerückt ist. Alle bisher bestimmten Neutronensternmassen sind mit einem einheitlichen Wert von 1.2 bis 1.6 $M_\odot$ verträglich. Eine solche Masse würde man bei der Entstehung eines Neutronensterns aus dem entarteten Kern eines entwickelten, massereichen Sterns erwarten (RAP83). Mit den neuen EXOSAT-Daten kann nun ausgeschlossen werden, daß die Masse des Neutronensterns im LMC X-4 System wesentlich oberhalb dieses Bereiches liegt. Die genaue Kenntnis der Neutronensternmasse ist im Hinblick auf erstmals von Oppenheimer und Volkoff (OPP39) durchgeführte Rechnungen zur Bestimmung der oberen Grenzmasse von Neutronensternen interessant. In Abhängigkeit von der angenommenen Zustandsgleichung im Innenbereich des Neutronesterns ergeben sich Werte zwischen 1.7 und 2.7 $M_\odot$. Hinreichend genaue Massenbestimmungen ließen sich somit zur Einschränkung der Physik bei Dichten, die im Inneren eines Neutronensterns mit einigen 10^{14} g cm^{-3} im Bereich der Kerndichte liegen, heranziehen. Die Kenntnis der oberen Grenzmasse für Neutronensterne ist außerdem, wie bereits angedeutet, von entscheidender Wichtigkeit für das weitere Verständnis der Endstadien der Entwicklung massereicher Sterne, beziehungsweise der Entstehungsprozesse stellarer Schwarzer Löcher.

2. Neue Quellen

2.1 EXO 531-6609

Zwei Tatsachen lassen diese Quelle besonders interessant erscheinen. Zunächst fällt das relativ harte Spektrum auf. Trotz der bescheidenen Signifikanz läßt sich der Photonen-Potenzgesetzindex auf den Bereich unterhalb von 1.7 (2σ) einschränken. Diese Zahl legt die Vermutung nahe, daß es sich um ein Hintergrund AGN (Seyfert Typ I

Galaxie) handeln könnte. Andererseits schlägt M. Pakull (private Mitteilung) eine Identifikation mit dem K Stern HV 6108 vor, dessen bolometrische Größe 15 m beträgt. Dagegen spricht allerdings die nur mäßige Positionsübereinstimmung, die jenseits aller eventuell denkbaren systematischen Fehler in der Bestimmung der EXOSAT-Quellposition liegt (EXE12 und Abschnitt B.I.1.2 dieser Arbeit):

EXOSAT-Position: $5^h\ 31^{min}\ 10\overset{s}{.}0 \pm 1\overset{s}{.}6$ $-66°\ 9'\ 12\overset{''}{.}0 \pm 10\overset{''}{.}0$
HV 6108: $5^h\ 31^{min}\ 5^s$ $-66°\ 10'\ 1''$

In LMC-Entfernung entspricht das gefundene EXOSAT-Spektrum einem 0.15-4.5 keV Fluß von $(1.1 \pm 0.7) \cdot 10^{37}$ erg/s. Dieser Wert liegt mindestens um einen Faktor 10 über dem entsprechenden Einstein Sensitivitäts-Limit, so daß Variabilität der Quelle um diesen Faktor auf der Zeitskala von Jahren angenommen werden muß. Andererseits konnte innerhalb der 6 EXOSAT-Beobachtungen keine signifikante Fluß-Variation nachgewiesen werden.

Da die Quelle bei allen sechs EXOSAT-Beobachtungen im zentralen Teil des Gesichtsfeldes liegt, und somit eine relativ genaue EXOSAT-Position vorliegt, bietet sich diese Quelle an sich für den Versuch einer optischen Identifizierung an. Allerdings ist zu bedenken, daß die LMC-Region derart sternreich ist, daß innerhalb des EXOSAT-Fehlerkreises ein große Zahl von Objekten liegt, so daß eine Identifikation allein aufgrund der Positionsübereinstimmung nicht möglich ist. Bisherige Versuche zur optischen Identifizierung haben jedenfalls noch nicht zum Erfolg geführt.

2.2 EXO 525-6648

EXO 525-6648 ist zuächst die einzige der hier behandelten Quellen, die außerhalb des von der LHG-Survey überdeckten Gebiets liegt. Sie fällt allerdings bei allen EXOSAT-Beobachtungen in den Randbereich des Gesichtsfelds (Abstand von der optischen Achse typisch 50'). Dies führt zu höheren Fehlern in den Zählraten, so daß die spektrale Information, die sich aus den Zählraten gewinnen läßt, begrenzt ist. Es dürfte sich aber um eine relativ weiche Quelle handeln. Bezüglich der Möglichkeit

einer optischen Identifizierung ist die Situation sicher noch schlechter als bei EXO 531-6609. Die Positionsbestimmungen achsenferner Quellen, von denen mehrere, unterschiedlich pointierte Beobachtungen vorliegen, hat ergeben, daß die Positionsunsicherheit dort vermutlich größer ist, als der hier konsistent angegebene Fehler von ±10". Die zunächst vermutete Identifizierung (Pakull, private Mitteilung) mit einem OB Stern (B = 13.5), der etwa 4' von der EXOSAT-Position entfernt liegt, scheitert aber sicher an dem bei weitem zu großen Abstand von der EXOSAT Position.

3. Die Supernova-Oberreste

3.1 Spektren und Leuchtkräfte

Aus den im Kapitel B.IV angegebenen Spektralparametern läßt sich unter Benutzung der kanonischen Entfernung zur Großen Magellanschen Wolke von 60 Kpc eine Röntgen-Leuchtkraft (0.15 - 4.5 keV) von $1.6 \cdot 10^{37}$ erg/s für N 49 und $2.1 \cdot 10^{37}$ erg/s für N 63 A bestimmen. LON79 geben dafür die mit dem EINSTEIN IPC bestimmten Werte $1.1 \cdot 10^{37}$ erg/s (N 49) und $2.7 \cdot 10^{37}$ erg/s (N 63 A). Faltet man andererseits die in LON81 gegebenen Photonenspektren:

N 49 $\quad dN/dE \sim \exp[-\sigma(E)\ 3 \cdot 10^{21} cm^{-2}] \cdot \exp(-E/0.4\ keV)/E$
N 63 A $\quad dN/dE \sim \exp[-\sigma(E)\ 3 \cdot 10^{21} cm^{-2}] \cdot \exp(-E/0.2\ keV)/E$

durch den EXOSAT LE-Detektor, so ergeben sich folgende Vorhersagen für die Filterzählraten:

	N 49	N 63 A
	[Counts/s]	
3LX	0.067 (0.070±0.013)	0.183 (0.181±0.009)
ALP	0.050 (0.052±0.014)	0.131 (0.126±0.011)
BOR	0.025 (0.033±0.008)	0.036 (0.051±0.011)

In Klammern sind zum Vergleich noch einmal die schon in Kapitel B.IV.3 angegebenen EXOSAT - Zählraten aufgeführt. Berücksichtigt man ferner, daß LON81 für die von ihnen bestimmten Spektralparameter

systematische Fehler von bis zu 50% angeben, und daß andererseits die Extrapolation zwischen den sich nur teilweise überlappenden Spektralbereichen des EINSTEIN IPC (0.15 - 4.5 keV) und des EXOSAT CMA (0.04 - 2.5 keV) zu Unsicherheiten führt, so kann man die EINSTEIN- und EXOSAT-Ergebnisse sicher als miteinander konsistent betrachten.

3.2 Räumliche Ausdehnung

LON79 geben als Röntgen-Durchmesser 0.9' (N 49) und 0.4' (N 63 A) an. Für achsennahe Quellen wäre der Durchmesser von N 49 mit dem EXOSAT Teleskop auflösbar. Da von den vorliegenden Beobachtungen jedoch keine auf diese Quelle zentriert war, ist leider nur die Angabe von oberen Grenzen für deren Röntgen-Durchmesser möglich. Es sei noch erwähnt, daß bei einer auf N 49 zentrierten Serie von EXOSAT-Beobachtungen, die der Suche nach Bursts gewidmet war (sh. nächster Abschnitt) und deren Ergebnisse in ROT87 veröffentlicht sind, N 49 tatsächlich aufgelöst werden konnte. Der resultierende Durchmesser beträgt $0.9' \pm 0.05'$ Bogensekunden. Dies ist konsistent mit dem in LON81 angegebenen Röntgendurchmesser, sowie mit dem optischen Durchmesser (CLI82).

3.3 Variabilität

Überstatistische Streuung der 3LX-Filterzählraten von N 63 A

Wie in Abschnitt B.IV.3.2 bereits erwähnt wurde, findet man bei den 3LX-Filterzählraten der einzelnen Beobachtungen von N 63 A eine überstatistische Streuung. Da die Quelle bei allen Beobachtungen jeweils relativ weit von der optischen Achse entfernt war (typisch 25' - 30') und jeweils auf verschiedene Stellen des CMA abgebildet war, muß man allerdings von zusätzlichen systematischen Fehlern im -korrigierten- Zählratenniveau ausgehen. Geht man als konservative Annahme von einem 15 prozentigen systematischen Fehler bei der Zählratenbestimmung von weit von der optischen Achse entfernten Quellen aus, so findet man einen χ^2-Wert von 2.3 bei 4 Freiheitsgraden bezüglich des Mittelwerts der einzelnen Lexan-Zählraten, so daß sich die Behauptung überstatistischer Streuung nicht mehr aufrecht erhalten läßt. Es besteht somit kein Anlaß zu der -zunächst notwendig erscheinenden- Postulierung einer Röntgen-Punktquelle in N 63 A.

3.4 Der Gamma-Burster vom 5. März 1979

Das Null-Ergebnis bei der Suche nach Kurzeit-Variabilität auf der 10 Sekunden Zeitskala in den Zählraten von N 49 läßt sich zur Bestimmung oberer Grenzen für Fluß und Leuchtkraft in LMC Entfernung heranziehen. Von Coulson wurde am 30.12.84 ein optischer 60 ms Burst in N 49 beobachtet. Um einen solchen Burst in den hier behandelten EXOSAT-Beobachtungen zu entdecken, ware ein Fluß von $1.6 \cdot 10^{-10}$ erg/cm^{2}s und -in LMC-Entfernung- eine Leuchtkraft von $6 \cdot 10^{37}$ erg/s im EXOSAT LE-Meßbereich nötig. Der Energieinhalt eines solchen Bursts betrüge dann etwa $4 \cdot 10^{36}$ erg. Aber es sei nochmal darauf hingewiesen, daß die untersuchten Daten nicht die Phase Null bezüglich der vermuteten Burstperiode überdecken.

4. A0538-66

Wie bereits in Kapitel B.IV erwähnt, waren zwei der um LMC X-4 zentrierten Beobachtungen (303/83 und 322/83) so angesetzt, daß die Phase Null der 16.7 Tage Flare-Periode der rekurrierenden transienten Röntgenquelle A0538-66 abgedeckt wurde. Trotzdem war die Quelle in keiner der Beobachtungen über der Nachweisschwelle. Nimmt man ein thermisches Spektrum mit kT=6.5 keV und ausschließlich interstellare Absorption an (CAR78), dann führen die oberen Schranken für die Filterzählraten (3σ, Beobachtung 322/83)

Filter	Obere Grenze [Counts/sec]
LEX	<0.0060
ALP	<0.0056
BOR	<0.0079

zu einer oberen Schranke von $9.4 \cdot 10^{-12}$ erg/cm^2 s im 0.04 bis 2.5 keV Bereich. In LMC-Entfernung entspricht dem eine Leuchtkraft von $4 \cdot 10^{36}$ erg/s. Die typische Röntgen-Leuchtkraft der Quelle im On-Zustand beträgt dagegen einige 10^{39} erg/s. Dies bestätigt die schon früher berichtete Tatsache, daß das System nicht immer aktiv ist (LON79).

D

ANHANG

I. Statistik

1. Gedanken zur Fehlernormierung im Chi-Quadrat-Formalismus

Die Asymmetrie der Poisson-Verteilung

Bei der Beobachtung mit photonenzählenden Detektoren wird als 1σ Fehler der gemessenen Ereigniszahlen üblicherweise die Wurzel der Ereigniszahl benützt. Dies ist aber eine nur für große Ereigniszahlen für die die Poisson-Verteilung in die Gaußverteilung übergeht, zulässige Näherung. Die Asymmetrie der Poisson-Verteilung bei kleinen Ereigniszahlen wird dabei vernachläßigt. Dies kann bei der Untersuchung von Quellvariationen durch Bestimmung des Chi-Quadrat Wertes bezüglich des Mittelwerts zu beträchtlichen Fehlern führen. Die Größe der zu erwartenden Abweichung des normierten χ^2 vom korrekt bestimmten Wert demonstriert die nachfolgende Tabelle. Mißt man eine nicht variable Quelle, so muß sich im Limes für unendlich viele Freiheitsgrade ein normiertes χ^2 von genau 1 ergeben.

Folgende Tabelle gibt nun die normierten χ^2-Werte von um den Mittelwert μ Poisson-verteilten Zufallszahlen im Limes für unendlich viele Freiheitsgraden, wobei als Fehler die Wurzel der Ereigniszahl benutzt wurde. Die χ^2-Werte wurden nach der Formel:

$$\chi^2 = \sum_x \frac{(x-\mu)^2}{x}\, p(x,\mu) + \mu^2\, p(0,\mu) \qquad \text{(D.I.1)}$$

bestimmt, wobei $p(x,\mu)$ die Poisson-Verteilung um den Mittelwert μ bezeichnet. Über den Fehler derjenigen Bins in die keine Ereignisse fallen ist gesondert zu verfügen. Hier wurde der Fehler 1 angesetzt (zweiter Term in D.I.1).

μ	χ^2	μ	χ^2
1	0.5885	7	1.5016
2	1.0770	8	1.4246
3	1.4471	9	1.3593
4	1.6170	10	1.3071
5	1.6367	...	
6	1.5809	25	1.0916

Man sieht, daß die Abweichungen von der -korrekten- 1 bei mittleren Ereigniszahlen von weniger als 20 je Bin recht beträchtlich sind und zu der falschen Postulierung von Quellvariation führen würden. Will man die Asymmetrie der Fehler nicht explizit berücksichtigen, so bietet sich die Möglichkeit an, die Werte aus obiger Tabelle zur Normierung der nach der üblichen Methode berechneten χ^2-Werte zu verwenden.

Korrekter, aber auch aufwendiger wäre allerdings das Verfahren, die z.B. in (REG51) tabellierten links und rechtsseitigen Fehler selbst zur Fehlernormierung zu benützen. Der relevante Fehler ist dabei jeweils der dem Mittelwert zugewandte.

2. Signifikanzen und obere Grenzen für LE Punktquellen

2.1 Signifikanz

Die Signifikanz entspricht der Hintergrund-bereinigten Anzahl der gemessenen Quellereignisse in Einheiten ihres 1 sigma Fehlers. Werden die Quellereignisse S in einem Gebiet G_S und die Hintergrundereignisse B in einem Gebiet G_B bestimmt und ist $f:=G_S/G_B$, so erhält man durch Anwendung des Fehlerfortpflanzungsgesetzes für die Signifikanz k

$$k = \frac{S-fB}{\sqrt{S+f^2B}} \qquad \text{(D.I.2)}$$

Der Hintergrund ist in erster Näherung gleichverteilt. Für achsennahe Quellen kann die Punktbild-Funktion gut durch eine Gaußverteilung approximiert werden, so daß man also

$$B = B_o G_B = B_t G_B T \tag{D.I.3}$$

$$S\text{-}fB = S_o (1 - e^{-\ln 2\, G_S/G_{1/2}}) \tag{D.I.4}$$
$$= S_t (1 - e^{-\ln 2\, f\, G_B/G_{1/2}}) T$$

mit: B_o: Zahl der Hintergrund-Ereignisse je Detektor-Einheitsfläche in der Integrationszeit T

B_t: Hintergrund-Zählrate je Detektor-Einheitsfläche

S_o: Zahl aller gemessenen Quellereignisse

S_t: Quellzählrate

T : Integrationszeit

schreiben kann. $G_{1/2}$ bezeichnet dabei denjenigen Kreis, der die Hälfte der gemessenen Quellereignissse umschließt. Um k zu maximieren, muß G_S geeignet gewählt werden: Bei zu kleinem G_S berücksichtigt man nur einen Teil der vom Detektor registrierten Quellereignisse. Vergrößert man G_S aber, so muß man ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis in Kauf nehmen. G_B sollte andererseits möglichst groß gewählt werden. Dem setzt die durch Inhomogenitäten im Hintergrund-Niveau bedingte Unsicherheit allerdings Grenzen. Durch Einsetzen von (D.I.3) und (D.I.4) in (D.I.2) und mit der für $G_B \gg G_S$ gültigen Näherung $f+1 \approx 1$ erhält man somit folgenden Ausdruck für die Signifikanz:

$$k = S_t T^{1/2} \, \mathrm{MAX}_{G_S} \left[\frac{1 - e^{-\ln 2\, f\, G_S/G_{1/2}}}{\sqrt{S_t + f\, B_t}\, G_B} \right] \tag{D.I.5}$$

Die durchgeführte Näherung entspricht gerade einer Vernachlässigung des Fehlers der Hintergrund-Zählrate. Die geeignete Wahl von G_S für verschiedene Quellzählraten, sowie für verschiedene Achsabstände ($G_{1/2}$ wächst mit zunehmendem Achsabstand an) ist folgender Tabelle zu entnehmen. In Klammern ist außerdem die resultierende Signifikanz in σ für eine Integrationszeit von 10^4 s angegeben.

Achsabstand:	0'	16'	31'	47'	1° 2'
HEW der PSF:	11"	27"	1' 27"	3' 20"	6' 40"
Quellzählrate [10^{-2} Counts/s]					
0.1	24"(2.6)	48"(1.8)	2' 9"(0.7)	4'42"(0.3)	9' 11"(0.2)
0.5	29"(6.7)	58"(5.7)	2'23"(3.2)	4'50"(1.6)	9' 19"(0.8)
1.0	31"(9.7)	1' 3"(8.8)	2'33"(5.7)	5' 3"(3.1)	9' 26"(1.7)
5.0	35"(22)	1' 14"(22)	3' 7"(17)	5'52"(12)	10'20"(7.6)
10.0	37"(32)	1' 18"(31)	3'22"(28)	6'19"(21)	11' 7"(14)

2.2 Obere Grenzen

Nach S-fB aufgelöst lautet Gleichung D.I.1:

$$S\text{-}fB = \frac{k^2}{2} + \sqrt{\frac{k^2}{4} + k^2\, B\, f\, (f+1)} \qquad \text{(D.I.6)}$$

bzw. genähert für $G_B >> G_S$:

$$S\text{-}fB = \frac{k^2}{2} + k\sqrt{\frac{1}{4} + Bf} \qquad \text{(D.I.7)}$$

Durch Einsetzen von (D.I.3) und (D.I.4) ergibt sich:

$$\frac{k^2}{2} + k\sqrt{\frac{1}{4} + B_t\, G_S\, T} = S_t\,(1 - e^{-\ln 2\; G_S/G_{1/2}}) \qquad \text{(D.I.8)}$$

G_S bzw. f ist wieder so zu wählen, daß S_t maximal wird. Nach S_t aufgelöst erhält man somit:

$$S_t = MAX_{G_S}\left[\frac{\frac{k^2}{2} + k\sqrt{B_t\, G_S\, T + \frac{1}{4}}}{(1 - e^{-\ln 2\; G_s/G_{1/2}})\, T}\right] \qquad \text{(D.I.9)}$$

Nachfolgende Tabelle gibt die nach (D.I.9) bestimmten oberen Grenzen für verschiedene Integrationszeiten und Achsabstände:

3σ obere Grenzen für Punktquellen in 10^{-2} Counts/s
in Klammern: Durchmesser des Nachweisgebiets

Achsabstand:	0'	16'	31'	47'	1° 2'
HEW der PSF:	11"	27"	1' 27"	3' 20"	6' 40"
Integrationszeit[10^4s]					
1	0.23(22")	0.35(48")	0.81(2'13")	1.60(4'50")	3.12(9'16")
5	0.07(20")	0.12(43")	0.32(2' 6")	0.69(4'43")	1.35(9'11")
10	0.04(19")	0.08(42")	0.22(2' 5")	0.48(4'39")	0.95(9' 8")

Die HEW-Werte beziehen sich auf eine Photonenenergie von 115 eV. Sie sind aber nur schwach von der Energie abhängig. Außerhalb des inneren Quadratgrades des Gesichtsfelds weicht die Punktbildfunktion stark von der Zentralsymmetrie ab. Dieser Effekt wurde hier aber nicht berücksichtigt: die angegebenen HEW-Werte beziehen sich auf die tangentiale Ausdehnung der Punktbildfunktion.

II. Software

Der erste Teil meiner Dissertation umfaßte die Erstellung eines Programm-Systems zur Reduktion und wissenschaftlichen Analyse der Meßdaten der EXOSAT-Niederenergie-Röntgenteleskope.

Die Erstellung der Software wurde zunächst auf einer PDP11/34 und in dem hier beschriebenen Zustand schließlich auf einer VAX/750 fertiggestellt. Zur Darstellung der Bilddaten stand ein Bildverarbeitungs-System mit einem Bildspeicher von 1024 x 1024 Pixeln von je 8 Bit Tiefe zur Verfügung. Aufgrund der beschränkten Plattenkapazität der zunächst nur vorhandenen PDP11/34 wurde die Software so angelegt, daß die Auswertung der Daten auch direkt vom Final Observation Tape (FOT) ohne Zwischenspeicherung auf der Platte möglich ist. Obwohl dieses Konzept gewisse Schwierigkeiten mit sich bringt, wurde es später aus Gründen der historischen Entwicklung auch nachdem auf der VAX/750 genügend Plattenplatz zur Verfügung stand teilweise beigehalten. Zum besseren Verständnis nachfolgender Programme soll zunächst die Datenstruktur der LE FOTs beschrieben werden:

Die FOTs sind zunächst mit 9136 Bytes geblockt, wobei jeder Block nur Records eines Typs und konstanter Länge enthält. Der Recordtyp ist jeweils im Blockheader vermerkt. Jeder EXOSAT LE-Beobachtung entspricht genau ein LE FOT. Die Beobachtung zerfällt in einzelne Beobachtungsperioden, die jeweils durch die Änderung des Betriebszustands des Satelliten terminiert werden. Jeder dieser Beobachtungsperioden entspricht nun auf dem FOT eine Folge von Records der Typen DR (Directory), AU (Auxilliary), HK (House Keeping), C1/2 (Exposure) und IM (Image). Die HK Records werden von den hier beschriebenen Programmen nicht benutzt. Die IM Records, die die eigentlichen Meßdaten enthalten, sollen nun noch etwas näher beschrieben werden:

Die Meßdaten sind einerseits nach den Ankunftszeiten der Photonen, und andererseits nach deren linearisierten Pixelkoordinaten sortiert. Und zwar ist ein Vollbild in 16 x 16 "kleine Karten" zerlegt zu denken,

wobei auf dem FOT die Ereignisse jeder kleinen Karte in chronologischer Reihenfolge mit ihren relativen Koordinaten bezüglich des Ursprungs der kleinen Karte (7 Bit Genauigkeit) und der Ankunftszeit gegeben sind. Die ersten sechs IM Records einer Beobachtungsperiode enthalten ein Zeigerfeld, das auf die Anfänge der 256 "kleinen Karten" verweist.

Nun zur Beschreibung der endgültigen Software-Version:

Der Datenaustausch zwischen den im Folgenden beschriebene Programmen ist auch aus Abb.D.II.2 ersichtlich.

1. Programm **RDFOT** liest das FOT und erzeugt jeweils einen Plattenfile vom Typ DR, DE und IM, wobei der DR File die Inhaltsverzeichnisse (Directory Records) jeder Beobachtungs- periode, der DE File die effektiven Integrationszeiten je Buffer Collection Time (ca. 1 Sekunde) sowie der IM File die eigentlichen Meßdaten enthält. Als Option ist die Ausgabe eines Druckprotokolls der relevanten Information aus Directory- und Auxiliary-Records möglich.

2. Programm **RDIM** generiert Vollbilder aus den Daten eines IM Files. Aus der Information des zugehörigen DE Files wird die effektive Integrationszeit des Bildes bestimmt und im Header des Bild-Files abgelegt. Dort ist ebenfalls die Orientierung des Satelliten zur Zeit der Beobachtung vermerkt, so daß später Bildkoordinaten unmittelbar in astronomische Örter umgerechnet werden können (s.a. Fußnote zu Abschnitt B.I.1.2).

3. Programm **RDIMTI** schreibt Ankunftszeit und Sum Signal-Wert aller Ereignisse, deren Pixel-Koordinaten von einem Kreis, oder Kreisring mit spezifizierbarem Mittelpunkt und Radien eingeschlossen sind in kronologischer Reihenfolge in eine Datei. Hier schließen dann Programme zur Zeitanalyse an. Dies sind u.a. **RAT** und **PLORAT** zum Generieren und Ausplotten von Zählraten, sowie **CHI** und **FOU** zur Periodenanalyse (mittels χ^2-Methode bzw. Fouriertransformation).

4. Programm **DISCNT** dient zur Bestimmung von Quellpositionen und Zählraten von Punktquellen. Unter Benutzung der im Header des

entsprechenden Bild-Files abgelegten Satellitenorientierung wird die Quellpostion sofort in astronomischen Koordinaten (des Schwerpunkts der Quellverteilung) angegeben. Zur visuellen Inspektion der EXOSAT Bilder ist ein Plotzweig in das Programm integriert, der die Ausgabe von Halbton-Bildern auf einem Grafikterminal erlaubt. Die Auswahl der Punktquellen, für welche Zählraten und astronomische Koordinaten bestimmt werden sollen, geschieht dann durch Positionieren des Grafikcursors auf die zu untersuchende Quelle. Abb.D.II.1 gibt als Beispiel den Grafikbildschirm bei der Bestimmung der Lexan-Zählrate des Supernova Überrests N 63 A (Beobachtung 322/83).

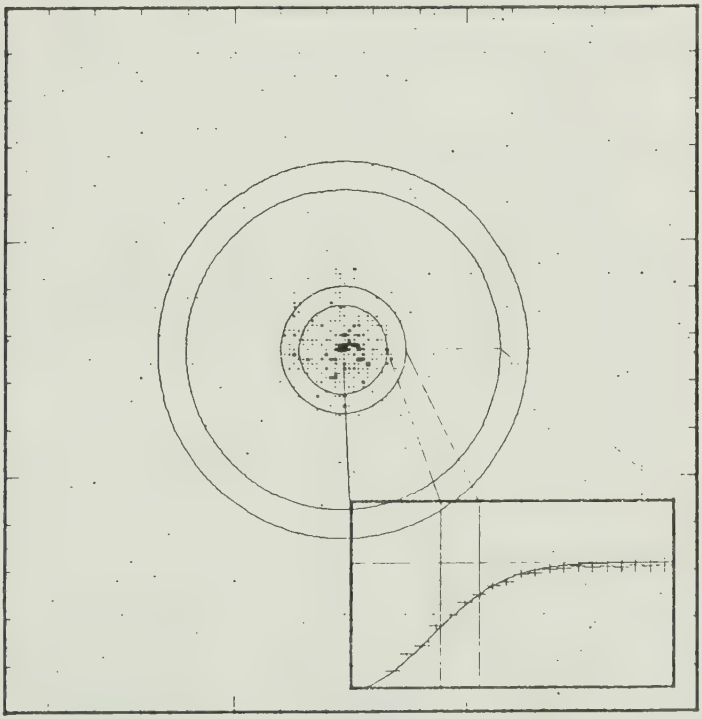


Abb.D.II.1

Das Fenster rechts unten zeigt das radiale Profil[1] der gemessenen Punktbild-Verteilung (1σ Fehlerbalken), zusammen mit

1) Dargestellt ist die Anzahl der Quellereignisse, die in Kreisen zunehmenden Radiuses vorgefunden wird.

demjenigen einer Gaußverteilung der -gemäß Bodenkalibration- erwarteten HEW (durchgezogene Kurve). Die eingezeichneten Kreise bedeuten, von innen nach außen:

a) HEW einer Punktquelle gemäß Bodenkalibration
b) Gebiet in dem die Quelle mit maximaler Signifikanz gesehen wurde. Weiter innen blieben zu viele Quellereignisse unberücksichtigt; mit zunehmendem Radius verschlechtert sich andererseits das Signal-zu-Rausch-Verhältnis.
c) Gebiet in das 99.99% der Quellereignisse fallen. Außerhalb dieses Kreises wird die Hintergrundzählrate bestimmt.
d) Äußere Begrenzung des Gebietes in dem die Hintergrundzählrate bestimmt wird. Diese wird automatisch so gewählt, daß der Fehler der hintergrundbereinigten Quellzählrate von der Photonenstatistik in Gebiet b) dominiert wird.

5. Programm **SMOO** glättet vom Programm RDIM erzeugte Bild-Dateien mit einem Gaußprofil, dessen Halbwertsbreite der -ortsabhängigen- Punktbildfunktion angepaßt ist (sh. Abschnitt B.I.1.4). Außerdem eignet sich Programm SMOO zum automatischen Auffinden von Punktquellen.

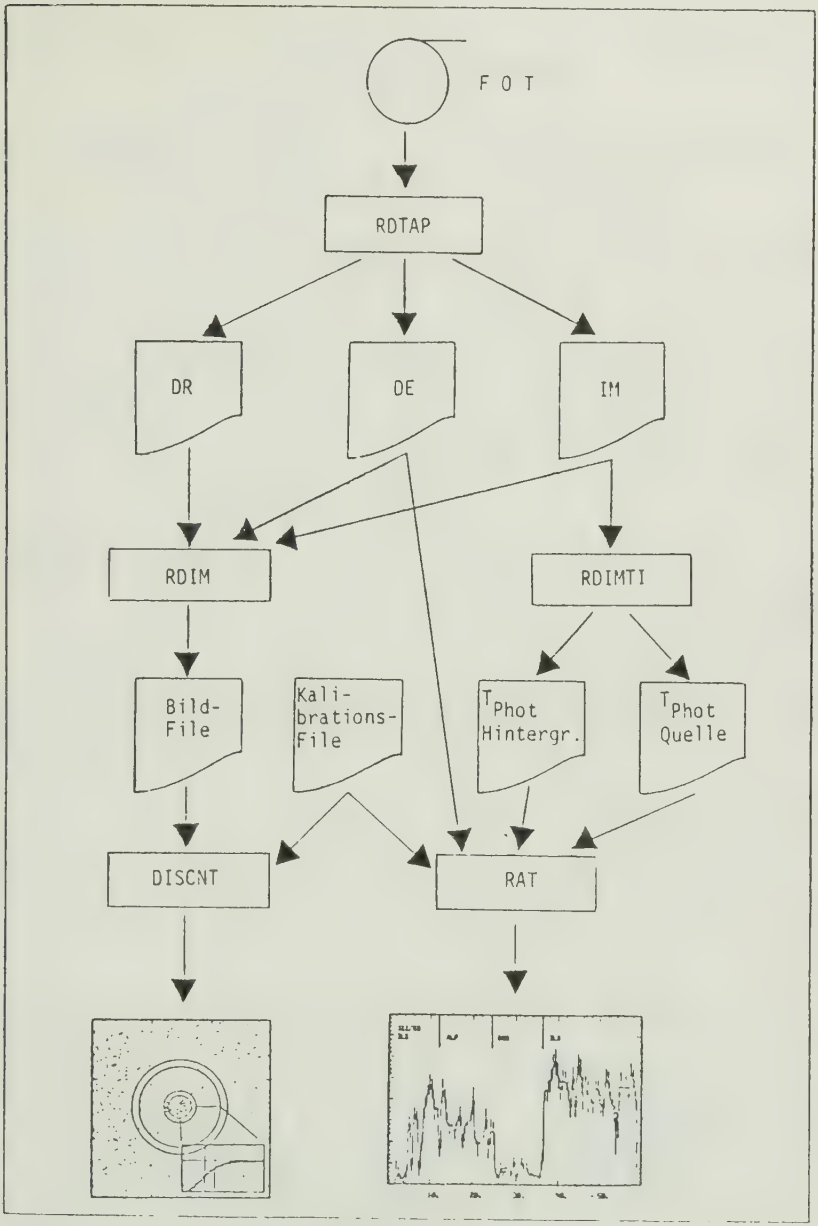

F O T
RDTAP
DR
DE
IM
RDIM
RDIMTI
Bild-
File
Kali-
brations-
File
T Phot
Hintergr.
T Phot
Quelle
DISCNT
RAT

Abb.D.II.2

Beschreibung der Abbildungen

A.I.1 Effektive Flächen des LE1 Teleskops bei Benützung der angegebenen Filter. Quelle: EXA02

A.I.2 Effektive Flächen der Ar- und Xe- Proportionsalzähler des ME-Experiments. Quelle: FOT-Handbuch

B.II.1 68% und 90% Fehlerkonturen der Potenzgesetz-Fits an die LE-Filterzählraten der ersten 3C 371 Beobachtung. Die Konturen unterscheiden sich geringfügig in Abhängigkeit von der benutzten Lexan-Zählrate.

B.II.2 Fehlerkonturen des Potenzgesetz-Fits an die LE-Zählraten der zweiten 3C 371 Beobachtung. Da keine Boron-Zählrate vorliegt, ist das Fehlergebiet nur ungenügend beschränkt.

B.II.3 Fehlerkontur eines Potenzgesetz-Fits an den Gesamtdatensatz, bestehend aus den LE-Filterzählraten beider 3C 371 Beobachtungen. Das unterschiedliche Flußniveau beider Beobachtungen wurde durch einen zusätzlichen Normalisierungsfitparameter berücksichtigt.

B.II.4 Entfaltetes Energiespektrum der ME-Daten der ersten 3C 371 Beobachtung. Kreuze repräsentieren die Detektorhälfte H1, Rauten die Hälfte H2.

B.II.5 68% und 90% Fehlerkonturen der Potenzgesetz-Fits an die ME-Daten, die LE-Daten, sowie an den gesamten LE-ME-Datensatz (gestrichelt). Als ausgefüllte Dreiecke ist außerdem das Ergebnis des Fits einer Summe von zwei Potenzgesetzen an den Gesamtdatensatz dargestellt. Die niederenergetische Komponente wird in diesem Fall noch wesentlich steiler, als dies bei den separaten LE- bzw. ME-Fits der Fall ist.

B.II.6 LE-Zählraten beider 3C 371 Beobachtungen. Binweite: 500 s.

B.II.7 LE-Zählraten der ersten 3C 371 Beobachtung. Glättung durch fortlaufendes Mittel über 1250 s.

B.II.8 Totzeitkorrektur, die an die LE-Rohzählraten der ersten 3C 371 Beobachtung anzubringen ist.

B.II.9 χ^2-Perioden-Histogramm des ersten Lexan-Teils der ersten 3C 371 Beobachtung. Periodenbereich: 2000 - 5000 s.

B.II.10 Wie Abb. B.II.9. Periodenbereich 40 - 2000 s.

B.II.11 Lichtkurve, die sich durch Falten des Abb.B.II.9 und 10 zugrunde liegenden Datensatzes mit einer Periode von 1530 s ergibt (Peak in Abb. B.II.10).

B.IV.1 Konturplot des Lexan-Teils der auf LMC X-4 zentrierten Beobachtung 322/83. Dargestellt sind die Quellen, die mit einer Signifikanz oberhalb von 5σ gesehen wurden. Die ausgedehnten Strukturen in den Bildecken sind Artefakte, die durch den Ausleseprozeß an der Widerstandsanode zustande kommen.

B.IV.2 30.5 Tage Lichtkurve der LMC X-4 LE-Beobachtungen unter Benutzung der Ephemeride von LAN81

B.IV.3 30.5 Tage Lichtkurve von LMC X-4, gewonnen aus HEAO-1 Daten der Jahre 77 und 78. Quelle: LAN81.

B.IV.4 Wie B.IV.2. Jedoch wurde mit der Periode P=30.36 d gefaltet.

B.IV.5 Oberer Kasten: LMC X-4 LE-Zählraten etwa der ersten Hälfte von Beobachtung 322/83. Binweite: 2 min. Untere Reihe: LMC X-4 LE-Zählraten der Beobachtungen 291/83, 318/83, 322/83, 327/83. Binweite: 10 min.

B.IV.6 Ausschnitt aus Abb.B.IV.6 unten rechts: Die Flares in Beobachtung 327/83 sind mit der Binweite 1 Minute dargestellt.

B.IV.7 Wie Abb.B.IV.7. Binweite: 4.5 s.

B.IV.8 ME-Zählraten von Flare 2 und 3 aus Beobachtung 327/83. Energiebereich: 2-7 keV. Binweite: 4.5 s. Zeitnullpunkt wie in Abb.B.IV.6-8. Aus: PIE85.

B.IV.9 χ^2-Periodenhistogramm, das aus sämtlichen LMC X-4 LE-Daten der Beobachtungen 291/83, 303,83, 318/83, 322/83 und 327/83 erzeugt wurde.

B.IV.10 χ^2-Periodenhistogramm aus den LMC X-4 LE-Daten der Beobachtung 322/83.

B.IV.11 Fourieranalyse der LMC X-4 LE-Daten von Beobachtung 322/83.

B.IV.12 LE Lichtkurven bezüglich der 13.5 s Pulsperiode von LMC X-4 für verschiedene Zeitabschnitte und Filter (sh. Plotrahmen).

B.IV.13 LE Gesamtlichtkurve bezüglich der 13:5 s Pulsperiode von LMC X-4, unter Benutzung aller Daten der Beobachtungen 291/82 303/83, 318/83, 322/83 und 327/83.

B.IV.14 Plot zum Thema: Bestimmung der Bahnelemente von LMC X-4 aus Pulslaufzeitverschiebungen. Dargestellt sind die Phasenverschiebungen von Lichtkurven die aus je 36 Minuten LE-Daten gewonnen wurden (Fehlerkreuze), sowie die den Bestfit-Werten der Bahnelemente entsprechende Phasenverschiebung (durchgezogene Linie). Oberer Kasten: Residuen.

B.IV.15 LE Zählraten der Quellen EXO 531-6609 und EXO 525-6648. Integrationszeit: 30 min.

C.I.1 Darstellung des hochfrequenten Abbruchs eines Synchrotronspektrums unter verschiedenen Modellannahmen. Quelle: PAC77

C.I.2 Grafik zur Erläuterung des 'relativistic beaming'

C.II.1 Radiokarten von 3C 371, die die Bogensekunden- und Millibogensekunden-Jet-Strukturen, sowie deren zeitliche Entwicklung zeigt.

C.II.2 Doppeltlogarithmische Darstellung des UV- bis Röntgenspektrums von 3C 371. Nähere Beschreibung siehe Text.

C.II.3 Temperatur, Leuchtkraft, sowie die Größe des Emissionsgebiets einer hypothetischen Schwarzkörper-Komponente sind in Abhängigkeit des Energie-Index und der typischen Energie einer steilen Niederenergie-Röntgenkomponente dargestellt.

C.II.4 Unter der Annahme daß die Quelle mit 25% der Eddingtonleuchtkraft strahl ist die Größe des Emissionsgebiets (sh. C.II.3) in Einheiten des Schwarzschildradius einer hierdurch definierten zentralen Masse dargestellt.

D.II.1 Beispiel (SNR N 63 A, Beobachtung 322/83), das die Grafikausgabe von Programm DISCNT bei der Bestimmung der Quellzählraten zeigt.

D.II.2 Darstellung des Datenflusses, bei der Reduktion der EXOSAT LE-Daten vom 'Final Observation Tape' zum Endresultat.

Literatur-Verzeichnis

Abkürzungen:

Ap.J. : Astrophysical Journal
AA : Astronomy and Astrophysics
MNRAS : Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
A.J. : Astronomical Journal

ARN85 Arnaud,K.A. et al., EXOSAT Observations of a Strong Soft X-Ray Excess in MKN 841, 1985, MNRAS **217**, 105

BAA56 Baade,W. and Minkowsky,R., Polarization in the Jet of Messier 87, 1953, Ap.J. **123**, 550

BAR77 Barbieri,C. und Romano,G., The Optical Variability of the Galaxy Markarian 501, 1977, Acta Astr. **27**, 195

BAR85 Barr, P. 1985, Cambridge Discussion Meeting on EXOSAT Results, Cambridge England, nicht veröffentlicht

BAS82 Bassani,L. et al., Observations of MKN 501 at Gamma-Ray Energies, 1982, Astrophys. a. Space Science **82**, 311

BLA74 Blandford,R.D. und Rees,M.J., The Twin Exhaust Model for Double Radio Sources, MNRAS **169**, 395

BON52 Bondi,H., On Spherically Symmetrical Accretion, 1952, MNRAS **112**, 195

BRA84 Branduardi-Raymont, G. et al. 1984, Proc. Conf. on X-Ray and UV Emission from Active Galactic Nuclei, Garching, MPE Report **184**, 88

BRA86 Branduardi-Raymont, G. et al. 1986, The Physics of Accretion onto Compact Objects, Teneriffa, Konferenzbericht in Lecture Notes in Physics **266**, Berlin 1986

BRU83 Brunner,H., 1983, Bestimmung der Bahnelemente von Röntgen-Pulsaren, Diplomarbeit am Astronomischen Institut Tübingen

BUR74 Burbidge,G.R. et al., Physics of Compact Nonthermal Sources, 1974, Ap.J. **193**, 43

CLI82 Cline et al., Precise Source Location of the Anomalous 1975 Gamma-Ray Transient, 1982, Ap.J. **255**, L45

COU85 Courvoisier, T.J.-L. und Ulrich, M.H., Ultraviolet Continuum Variability of the Quasar 3C 273, 1985, Nature **316**, 524

COU85b Coulson, private Mitteilung

COW84 Cowley,A.P. et al., Optical Counterparts of the Large Maglellanic Cloud X-Ray Point Sources, 1984, Ap.J. preprint

EAR75 Eardley,D.M., Cygnus X-1: A Two-Temperature Accretion Disk Model which Explains the Observed Hard X-Ray Spectrum, 1975, Ap.J. **199**, L153

ELV85 Elvis,M. et al., The Diversity of Soft X-Ray Spectra in Quasars, 1985, Ap.J. **292**, 357

ELV86 Elvis,M. 1986, The Physics of Accretion onto Compact Objects, Teneriffa, Konferenzbericht in Lecture Notes in Physics **266**, Berlin 1986

EXA02-4 Announcement of Opportunity to Participate in the Observation Programme of the European X-Ray Observatory EXOSAT, 1984-1985, ESTEC, Nordwijk

EXEnn EXOSAT-Express Hefte, 1983-1986, regelmäßig erscheinende Publikationen zur Instrument-Kalibration und zum Stand der Datenanalyse des EXOSAT Observatory, ESOC, Darmstadt

FAB79 Fabian,A.C., Theories of the Nuclei of Active Galaxies, 1979, Proc.,Roy.Soc. **366**, 449

FAB85 Fabian,A.C. 1985, Cambridge Discussion Meeting on EXOSAT Results, Cambridge England, nicht veröffentlicht

FOR78 Forman,W. et al., The Fourth UHURU Catalog of X-Ray Sources, 1978, Ap.J. Suppl. **38**, 257

GEH85 Gehrels,N., Confidence Limits for Small Numbers of Events in Astrophysical Data, 1985, erscheint in Ap.J.

GUI81 Guilbert,P.W., Numerical Solutions of Time Dependent Compton Scattering Problems by means of an Integral Equation, 1981, MNRAS 197, 451

GUI82 Guilbert,P.W., Time-Dependent X-Ray Spectra of Compton-Cooled Plasmas, 1982, MNRAS **199**, 763

HEA79 Hearn,D.R. et al., Discovery of Soft X-Ray Flux from 2A 1102+384 = Markarian 421, 1979, Ap.J. **227**, L63

HEI75 Heiles,C., An Almost Complete Survey of 21 cm Line Radiation For $|b|>10°$, 1975, AA Suppl. **20**, 37

JON74 Jones,T.W. et al., The Physics of Compact Nonthermal Sources, 1974, Ap.J. **192**, 261

KAR62 Kardashev,N.S. 1962, Soviet Astr.-AJ **6**, 317

KAT76 Katz,J.I., Nonrelativistic Compton Scattering and Models of Quasars, 1976, Ap.J. **206**, 910

KEL74 Kellermann,K.I., Radio Galaxies and Quasars, in Verschnur u. Kellermann (Herausgeber), Galactic and Extra-Galctic Radio Astronomy, Berlin 1974

KEL83 Kelley,R.L. et al., Discovery of the 13.5 s X-Ray Pulsations from LMC X-4 and an Orbital Determination, 1983, Ap.J. **264**, 568

KON81 Kondo,Y. et al., Quasi-Simultaneous Observations of BL Lac Object MRK 501 in X-Ray, UV, Visible, IR, and Radio Frequencies, 1981, Ap.J. **243**, 690

KOE81 Königl,A. et al., Relativistic Jets as X-Ray and Gamma-Ray Sources, 1981, Ap.J. **243**, 700

LAM76 Lampton,M. et al., Parameter Estimation in X-Ray Astronomy, 1976, Ap.J. **208**, 177

LAN81 Lang,F.L. et al., Discovery of a 30.5 Day Periodicity in LMC X-4, Ap.J. **246**, L21

LIA77 Liang,E.P.T. und Price,R.H., Accretion Disk Coronae and Cygnus X-1, 1977, Ap.J. **218**, 247

LIG80 Lightman,A.P. und Rybicki,G.B. 1980, Inverse Compton Reflection the Steady-State Theory, Ap.J. **236**, 928

LON79 Long,K.S. et al., Supernova Remnants in the Large Magellanic Cloud, 1979, Ap.J. **234**, L77

LON81 Long,K.S. et al., A Soft X-Ray Study of the Large Magellanic Cloud, 1981, Ap.J. **248**, 925

LYN69 Lynden-Bell, Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars, 1969, Nature **223**, 690

MAD83 Madejsky,G.M. and Schwartz,D.A., X-Ray Studies of BL Lacertae Objects with the Einstein Observatory, 1983 Ap.J. **275**, 467

MAL82 Malkan,M.A. und Sargent, W.L.W., The Ultraviolet Excess of Seyfert I Galaxies and Quasars, 1982, Ap.J. **254**, 22

MAR81 Marshall,N. et al., The Variability of X-Ray Emission from Active Galaxies, 1981, MNRAS **194**, 987

MAS80 Mason,K.O. et al., 1980, UC Berceley Preprint

MIL75 Miller,J.S., The Composite Nature of the N Galaxy 3C 371, 1975, Ap.J. **200**, L55

MOR83 Morrison,R. und McCammon,D., Interstellar Photoelectric Absorption Cross Sections, 0.03-10 keV, 1983, Ap.J. **270**, 119

MUF84 Mufson,S.L. et al., Coordinated Multifrequency Observations of the BL Lacertae Objects MRK 180 And MRK 501, 1984, Ap.J. **285**, 571

MUS78 Mushotzky,R.F. et al., X-Ray Observations of BL Lacertae Objects, 1978, Ap.J. **226**, L65

NOV73 Novikov, I.D. und Thorne,K.S., Black Holes, Hrsg. DeWitt u. DeWitt, New York 1973

OPP39 Oppenheimer,J.R. und Volkoff,G.M., The Highly Collapsed Configuration of a Stellar Mass, 1939, Phys.Rev. **55**, 374

PAC77 Pacholczyk, A.G., Radio Galaxies, Pergamon Press, Oxford 1977

PAK84 Pakull,M., Optical Studies of X-Ray Selected AGN in the Direction of the LMC, 1984, Proc. MPE Conf. on AGNs

PAR84 Paresce,F., The Distribution of Interstellar Matter Around the Sun, 1984, A.J. **89**, 1022

PEA79 Pearson,T.J. et al., Compact Radio Sources in the 3C Catalog of Radio Sources, 1985, A.J. **90**, 738

PER79 Perley,R.A. et al., The Arcsecond Structure of Four Compact Radio Sources, 1979, A.J. **84**, 1247

PIE85 Pietsch,W. et al., LMC X-4: 13.5 s Pulsations and an X-Ray Flare Observed by EXOSAT, 1985, Space Sci. Rev. **40**, 371

POU84 Pounds,K.A. et al. 1984, Proc. Int. Symp. on X-Ray Astronomy, Bologna, , 409

POU85 Pounds,K.A. et al. 1985, Cambridge Discussion Meeting on EXOSAT Results, Cambridge England, nicht veröffentlicht

POU86a Pounds,K.A. 1986, The Physics of Accretion onto Compact Objects, Teneriffa, Konferenzbericht in Lecture Notes in Physics **266**, Berlin 1986

POU86b Pounds,K.A. et al., Discovery of a Strong Soft X-Ray Excess in MKN 335 - Evidence for an Accretions Disc?, 1986, MNRAS **224**, 443

PRI72 Pringle,J.E. u. Rees,M.J. Accretion Disk Models for Compact X-Ray Sources, 1972, AA **21**, 1

RAP83 Rappaport, S.A. und Joss. P.C., X-Ray Pulsars in Massive Binary Systems, in: Accretion-Driven Stellar X-Ray Sources (Herausgeber: Lewin, W.H.G. und van den Heuvel, E.P.J.), Cambridge 1983

REA84 Readhead,A.C.S. et al., Multi-Epoch Observations Of Survey Sources, 1984, IAU Symp. 110

REE78 Rees, M.J., Quasars, 1978, Observatory **98**, 210

REG51 Regner et al., Phys.Rev.Lett. **84**, 161 (1951)

RIE79 Riegler,G.R. et al., The X-Ray Spectrum of the BL Lacertae Object PKS 0548-322, 1979, Ap.J. **233**, L47

ROT83 Rothschild, R.E. et al., 2-165 keV Observations of Active Galaxies and the Diffuse Background, 1983, Ap.J. **269**, 423

ROT87 Rothschild, R.E. et al., EXOSAT Observations of the March 5 Gamma-Ray Burst Source Location, 1986, erscheint in Astrophysical Letters and Communications

RYB79 Rybicki,G.B. und Lightman,A.P., Radiative Processes in Astrophysics, New York 1979

SAL64 Salpeter,E.E., Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects, 1964, Ap.J. **140**, 796

SAN73 Sandage,A., The Redshift Distance Realtion, 1973, Ap.J. **180**, 687

SCH63 Schmidt, M., 1963, Nature, **197**, 1040

SHA76 Shapiro,S.L. et al., A Two-Temperature Accretion Disk Model for Cygnus X-1: Structure And Spectrum, 1976, Ap.J. **204**, 187

SEY43 Seyfert, Nuclear Emission In Spiral Nebulae, 1943, Ap.J. 97, 28

SNI79 Snijders,M.A.J. et al., Ultraviolet And X-Ray Observations of the BL Lac Object Mk 501, 1979, MNRAS **189**, 873

SNY82 Snyder,W.A., An 80 Day X-Ray Light Curve of 3C 371, 1982, Ap.J. **259**, 38

SNY84 Snyder,W.A., One to Eight Months X-Ray Light Curves for Four Active Extragalactic Objects, 1984, Proc. Conf. on X-Ray And UV Emission from Active Galactic Nuclei, Garching, MPE Report **184**, 114

STA85 Stark,A.A. et al., 1985, in Vorbereitung

STA86a Staubert,R. et al., Wide Band X-Ray Observations of MK 501, 1986, AA **162**, 16

STA86b Staubert,R. et al., EXOSAT Observations of 3C 371, 1986, Ap.J. **310**, 694

SUN80 Sunyaev,R.A. und Titarchuk,L.G., Comptonization of X-Rays in Plasma Clouds. Typical Radiation Spectra, 1980, AA **86**, 121

TAY81 Taylor, R.G. et al., The EXOSAT Mission, 1981, Space Sci. Rev. **30**, 479

TUC75 Tucker,W.H., Radiation Processes in Astrophysics, Cambridge 1975

URR82 Urry,C.M. und Mushotzky,R.F., PKS 2155-304: Relativistically Beamed Synchrotron Radiation from a BL Lacertae Object, 1982, Ap.J. **253**, 38

URR84 Urry,C.M., Doktorarbeit, 1984, Nasa TM 86103

WAR84 Warwick,R.S. et al., 1984, Proc. Bologna Symp. on X-Ray Astronomy

WIL38 Wilks,S.S., 1938, Ann.Math.Stat., **9**, 60

WOO84 Wood,D.P. et al., The HEAO A-1 X-Ray Source Catalog, 1984, Ap.J.Suppl. **56**, 507

WOR81 Worrall,D.M. et al., Variable X-Ray Spectra of BL Lacertae Objects: HEAO 1 Observations Of PKS 0548-322 and 2A 1219+305, 1981, Ap.J. **243**, 53

WOR84 Worrall,D.M. et al., Two Multifrequency Observations of 3C 371, 1984, Ap.J. **278**, 521

WOR85 Worrall,D.M. et al., Observations of 3 BL Lacertae Objects: Constraints on Inhomogeneous Relativistically-Beamed Modells, 1985, Ap.J. **303**, 589

ZEL64 Zel'dovich,Y.B. and Novikov,I.D., Relativistic Astrophysics, 1964

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind in folgenden Veröffentlichungen zu finden:

- Pakull,M.[1], Brunner,H.[2], Pietsch,W.[3], Staubert,R.[2], Beuermann,K.[3], van der Klis,M.[4] and Bonnet-Bidaud[5], 1984, LMC X-4, A0538-66 and Surrounding X-Ray Sources Observed with EXOSAT, Proc. ESLAB Symp., Scheweningen, veröffentlicht in Space Sci.Rev. **40** (1985), 379

- Staubert,R.[2], Bazzano,A.[6], Ubertini,P.[6], Brunner,H.[2], Collmar,W.[2] and Kendziorra,E.[2], Wide Band X-Ray Observations of MK 501, 1986, AA, **162**, 16

- Staubert,R.[2], Brunner,H.[2] and Worrall,D.M.[7], EXOSAT Observations of 3C 371, 1986, Ap.J., **310**, 694

---

1) Institut füf Astronomie und Astrophysik, Technische Universität Berlin
2) Astronomisches Institut Tübingen
3) Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für Extraterrestrische Physik, Graching
4) Space Science Department of ESA, ESTEC, Nordwijk
5) Service d'Astrophysique, Gif-sur-Yvette
6) Instituto di Astrofisica Spaciale, Frascati
7) Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA

Glossar:

EXOSAT	European X-Ray Observatory Satellite
ESOC	European Space Operation Center
ESTEC	Europen Space Technology Center
FOT	Final Observation Tape
HEAO-1	High Energy Astronomy Observatory-1
HEAO-2	High Energy Astronomy Observatory-2;
Einstein	Einstein, Albert, geboren am 14.3.1879 in Ulm; aus Anlaß seines 100. Geburtstags wird der am 13.11.1978 gestartete HEAO-2 Satellit inoffiziell unter dem Namen EINSTEIN-Observatorium geführt.
IUE	International Ultraviolet Explorer
UHURU	Suaheli für Freiheit; Amerikanischer Röntgen Satellit
LE	Low Energy Experiment
ME	Medium Energy Experiment
GSPC	Gas Scintillation Proportional Counter
CMA	Channeltron Multiplyer Array; EXOSAT Detektor
PSD	Position Sensitive Detector; EXOSAT Detektor
HRI	High Resolution Imager; Einstein Detektor
IPC	Imaging Proportional Counter; Einstein Detektor
SSS	Solid State Spectrometer; Einstein Detektor
LASS	Large Area Sky Survey Experiment: HEAO-1 Instrument
3LX	Lexan 3000 Filter
ALP	Aluminium-Parylene Filter
PP	Polypropylene Filter
BOR	Boron Filter
SCC	Spacecraft Clock
SHF	Short History File Time

FWHM	Full Width Half Maximum
HEW	Half Energy Width
AGN	Active Galactic Nuclei
LMC	Large Magellanic Cloud
SNR	Supernova Remnant

- Ich danke Herrn Staubert für die engagierte und verständnisvolle Betreuung wärend meiner Zeit am Astronomischen Institut Tübingen.

- Herrn Kendziorra möchte ich für sein Interesse an meiner Arbeit, sowie für viele hilfreiche und motivierende Gespräche danken.

- Allen Mitarbeitern am Astronomischen Institut sei außerdem für das Wohlwollen und die Geduld gedankt, die sie mir in den vergangenen Jahren entgegengebracht haben.

Lebenslauf

Name: Hermann Brunner
Geburt: 17. Juli 1957
in: 8940 Memmingen

Bildungsgang:

1963 - 1967	Grundschule Memmingen
1967 - 1976	Bernhard-Strigel-Gymnasium Memmmingen (mathematisch-naturwissensch. Zweig)
1976 - 1983	Physikstudium an der Universität Tübingen
1982 - 1983	Anfertigung der Diplomarbeit am Astronomischen Institut Tübingen. Thema: I: Bestimmung der Bahnelemente von Röntgendoppelstern-Pulsaren II: Untersuchung der Strahlenbelastbarkeit von Mikroprozessoren
1983	Physik-Diplom
1983 (Nov./Dez.)	Mitarbeit an der Entwicklung von Software zur Analyse von EXOSAT Daten am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, Garching
1984 - jetzt	Wissenschaftlicher Angestellter am Astronomischen Institut der Universität Tübingen Arbeitsgebiet: Reduktion und Analyse von EXOSAT Meßdaten
1984 - 1987	Anfertigung der Dissertation "Untersuchung von Kernen Aktiver Galaxien, sowie von Quellen in der Großen Magellanschen Wolke mit den Röntgenastronomie-Satelliten EXOSAT" am Astronomischen Institut der Universität Tübingen unter der Betreuung von Herrn Prof. Dr. R. Staubert

Meine akademischen Lehrer waren vor anderen
die Professoren und Dozenten

M. Baumann, F. Gönnenwein, H. Krüger, G. Mack (Experimentalphysik)

A. Fäßler, F. Lenz, H. Stumpf, K. Wildermuth (Theoretische Physik)

G. Dähn (Mathematik)

M. DalCin, W. Güttinger (Informatik)

G. Elwert, M. Grewing, E. Haug, H. Mauder, R. Staubert
(Astronomie und Theoretische Astrophysik)